Aix Marseille Université

NNT : 2025AIXM0138

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue à Aix-Marseille Université
le 11 juin 2025 par

Frédéric CAMY-PEYRET

Energétique, aérodynamique et intensification des jets d'arcs de coupage plasma

Discipline
Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité
Mécanique et Physique des Fluides

École doctorale
ED 353 Sciences pour l'Ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

Laboratoire/Partenaires de recherche

UMR 7340 - Laboratoire de Mécanique, Modélisation et Procédés Propres (M2P2) Marseille

UMR 5213 - Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE) Toulouse

Composition du jury

Stéphane PELLERIN Professeur, Université d'Orléans	Rapporteur
Luc VERVISCH Professeur, INSA de Rouen	Rapporteur
Françoise BATAILLE Professeur, Université de Perpignan Via Domitia	Examinatrice
Philippe ROBIN-JOUAN Fellow Expert, GE Vernova	Examinateur
Sergey GAVRILYUK Professeur, Aix-Marseille Université	Président du jury
Eric SERRE DR CNRS, M2P2	Examinateur
Pierre BOIVIN CR CNRS, M2P2	Directeur de thèse
Pierre FRETON Professeur, Université de Toulouse	Co-directeur de thèse
Bernard LABEGORRE Senior Expert, Air Liquide	Membre invité

Laplace M2P2

Affidavit

Je soussigné, Frédéric Camy-Peyret, déclare par la présente que le travail présenté dans ce manuscrit est mon propre travail, réalisé sous la direction scientifique de Pierre Boivin et Pierre Freton, dans le respect des principes d'honnêteté, d'intégrité et de responsabilité inhérents à la mission de recherche. Les travaux de recherche et la rédaction de ce manuscrit ont été réalisés dans le respect à la fois de la charte nationale de déontologie des métiers de la recherche et de la charte d'Aix-Marseille Université relative à la lutte contre le plagiat. Ce travail n'a pas été précédemment soumis en France ou à l'étranger dans une version identique ou similaire à un organisme examinateur.

Fait à Nantes le 21 Mars 2025,
Frédéric Camy-Peyret

Aucun outil d'intelligence artificielle n'a été utilisé pour la rédaction de cette œuvre

Cette œuvre est mise à disposition selon les termes de la Licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 4.0 International.
https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/

Liste de publications, brevets et conférences

1) Liste des publications et brevets réalisés dans le cadre du projet de thèse :

1. Godinaud, N., Boivin, P., Freton, P., Gonzalez, J. J., & Camy-Peyret, F. (2022). Development of a new OpenFOAM solver for plasma cutting modeling. Computers & Fluids, 241, 105479
2. Girard, L., Teulet, P., Razafinimanana, M., Gleizes, A., Camy-Peyret, F., Baillot, E., & Richard, F. (2006). Experimental study of an oxygen plasma cutting torch: I. Spectroscopic analysis of the plasma jet. Journal of Physics D: Applied Physics, 39(8), 1543.
3. Teulet, P., Girard, L., Razafinimanana, M., Gleizes, A., Bertrand, P., Camy-Peyret, F., ... & Richard, F. (2006). Experimental study of an oxygen plasma cutting torch: II. Arc–material interaction, energy transfer and anode attachment. Journal of Physics D: Applied Physics, 39(8), 1557.
4. Freton, P., Gonzalez, J-J., Camy-Peyret, F., Gleizes, A., Complementary experimental and theoretical approaches to the determination of the plasma characteristics in a cutting plasma torch, (2003) Journal of Physics D: Applied Physics, 36 (11), pp. 1269-1283.
5. Freton, P., Gonzalez, J. J., Gleizes, A., Camy-Peyret, F. C., Caillibotte, G., & Delzenne, M. (2001). Numerical and experimental study of a plasma cutting torch. Journal of Physics D: Applied Physics, 35(2), 115.
6. E. Bon, F. Camy-Peyret, IMPROVED ELECTRODE FOR A PLASMA CUTTING TORCH, patent application WO2023143817 (A1)
7. E. Bon, F. Camy-Peyret, DOWNSTREAM NOZZLE FOR A PLASMA CUTTING TORCH, patent application WO2023143816 (A1)
8. E. Bon, F. Camy-Peyret, PLASMA CUTTING TORCH PROVIDED WITH A STACK OF CONSUMABLES, patent application WO2023143813 (A1)
9. E. Bon, F. Camy-Peyret, PLASMA CUTTING TORCH WITH INDIRECT COOLING OF CONSUMABLES, patent application WO2023143812 (A1)
10. F. Camy-Peyret, DIRECT IGNITION PLASMA TORCH AND CORRESPONDING NOZZLE WITH DIELECTRIC BARRIER, patent application EP4104648 (A1)
11. F. Camy-Peyret, TORCH AND PLASMA HEATING METHOD FOR PLACING COMPOSITE ROVINGS, patent application US11772335 (B2); US2022063215 (A1)
12. F. Camy-Peyret, PLASMA CUTTING METHOD AND TORCH FOR IMPLEMENTING SAME, patent application US11632850 (B2); US2020296818 (A1)
13. F. Camy-Peyret, D. Tudorache, APPARATUS FOR ENDOTHERMIC PROCESS WITH IMPROVED BURNERS ARRANGEMENT, patent application ES2877374 (T3)
14. F. Camy-Peyret, F. Mathey, OPTIMIZED CATALYST SHAPE FOR STEAM METHANE REFORMING PROCESSES, patent application WO2014053553 (A1)
15. F. CAMY-PEYRET, J. CANCES, B. LABEGORRE, PROCESS AND APPARATUS FOR ENDOTHERMIC REACTIONS, patent application WO2014040815 (A1)
16. F. CAMY-PEYRET, J. CANCES, A. COSCIA, F. MATHEY, S. POHL, H. SCHLICHTING, D. ULBER, U. WOLF, U. ZOLNOWSKI, REFORMER TUBE HAVING INTERNAL HEAT EXCHANGE, patent application WO2013068416 (A1)
17. F. CAMY-PEYRET, B. LABEGORRE, S. LEVESQUE, F. GAUTIER, M. U. GHANI, S. GRILLON, P. PRANDA, R.K. VARAGANI, Device and Method for Efficient Mixing of Two Streams, patent application US2012312207 (A1); US8702418 (B2)

18. F. CAMY PEYRET, S. COLOM, S. GRILLON, P. RENAULT, High pressure gas e.g. natural gas, cylinder filling device for motor vehicle, has injection head including expansion unit that simultaneously assures supersonic acceleration of gas flow and cooling of gas at level of orifice of cylinder, patent application FR2935774 (A1)
19. F. Camy-Peyret, Electrode nozzle for plasma cutting torch, comprises rotational part forming cylindrical main body comprising flat, disc or crown-shaped front end with protrusion, and channels, where the protrusion has perpendicular and side surfaces, patent application FR2928287 (A1)
20. F. Camy-Peyret, Focusing optic for laser cutting, patent application US2005024743 (A1)
21. F. Camy-Peyret, METHOD FOR PLASMA-OXYACETYLENE CUTTING FERROUS METALS, patent application WO03070413 (A1); WO03070413 (A8)

2) Participation aux conférences et écoles d'été au cours de la période de thèse :

1. N. Godinaud, P. Boivin, P. Freton, J.J. Gonzalez, F. Camy-Peyret, Développement d'un Code Hyperbolique pour une Application à la Découpe Plasma, Communication au 15ème Colloque sur les Arcs Electriques, Rouen, 2021. Oral presentation by Nicolas Godinaud.
2. F. Camy-Peyret, P. Freton, J-J. Gonzalez, Etude Expérimentale et Numérique d'un Procédé de Coupage Plasma Intensifié, Communication au 14ème Colloque sur les Arcs Electriques, Bourges, 2019, Oral presentation by F. Camy-Peyret
3. Cances, J., Camy-Peyret, F., Ulber, D., SMR3D: An industrial CFD tool for large steam methane reformer design optimization, (2011) 11AIChE - 2011 AIChE Annual Meeting, Conference Proceedings. Oral presentation by J. Cancès
4. Camy-Peyret, F., Briand F. et Opderbecke T. , Synthèse des dernières avancées dans l'utilisation des plasmas d'arc électrique pour le soudage et la découpe des matériaux métalliques, Communication au 5ème Colloque sur les Arcs Electriques, Toulouse 2005. Oral presentation by F. Camy-Peyret
5. Caristan, C., Camy-Peyret, F., Vaidya, V., Laser beam propagation caustics through bifocal lenses, (2003) ICALEO 2003 - 22nd International Congress on Applications of Laser and Electro-Optics, Congress Proceedings, art. no. 1202. Oral presentation by C. Caristan
6. F. Camy-Peyret, D. Durox, P. Scouflaire, S. Candel, M. Delzenne, Etude expérimentale de l'aéroacoustique d'un jet plasma d'arc de découpe, Communication aux 5èmes journées d'études sur les fluctuations dans les arcs, Toulouse 2001. Poster presentation by F. Camy-Peyret

Résumé

Energétique, aérodynamique et intensification des jets d'arcs de coupage plasma

Le procédé de découpe plasma des matériaux conducteurs d'électricité, en particulier des métaux, est l'un des trois grands procédés de découpe thermique des tôles, avec le laser et l'oxycoupage. Ce procédé s'est progressivement répandu dans l'industrie depuis les années 70, et est aujourd'hui incontournable dans les activités de construction et de fabrication métallique. Les améliorations de cette technologie ont historiquement été apportées par les équipementiers industriels en utilisant une approche très empirique et technologique, probablement en raison de la faible intensité en R&D fondamentale du secteur, et surtout de la complexité multi-physique de la phénoménologie des jets plasmas utilisés en découpe des métaux. Ceux-ci peuvent en effet être décrits par un écoulement trans-sonique sous-détendu dans une tuyère sonique de taille millimétrique, au col de laquelle une colonne plasma fortement ionisée est chauffée au-delà de 20000 K par le passage d'un courant électrique.

La complexité de l'objet d'étude réside dans les nombreux effets physiques, souvent eux-mêmes difficiles à appréhender isolément, qui peuvent *a priori* contribuer à déterminer la structure du jet plasma : propriétés thermodynamiques et coefficients de transport du plasma, géométrie de la tuyère et son aérodynamique, pression, intensité du vortex, turbulence, transferts radiatifs à haute température, couplage électrostatique et électromagnétique entre le passage du courant et le plasma, phénomènes aux électrodes, …

Depuis les années 2000, et en collaboration avec le monde académique, certains acteurs industriels, ont engagé des approches plus fondamentales et scientifiques permettant de mieux comprendre et décrire ces objets technologiques, démarche à laquelle l'auteur a contribué depuis 25 ans.

Après un résumé de la carrière et des travaux de recherche menés ou supervisés par l'auteur dans les domaines connexes de la mécanique des fluides, de la combustion, des matériaux, et des procédés, la problématique abordée dans ce manuscrit de thèse portera donc sur l'étude de l'énergétique et de la phénoménologie des jets de plasmas d'arc transféré utilisés pour la découpe. Ce choix est d'abord celui du fil rouge scientifique et technologique le plus dense de mon expérience de chercheur industriel, et aussi un sujet dont la nature multi-physique a beaucoup bénéficié de l'expérience acquise dans d'autres spécialités.

Nous introduirons les technologies et les procédés, nous couvrirons les méthodes expérimentales et de simulation numérique utilisées, nous étudierons les échelles énergétiques à l'œuvre en découpe plasma en comparaison au procédé laser concurrent, et détaillerons les mécanismes d'apport et de distribution de l'énergie à la tôle. Nous présenterons les avancées dans la compréhension de la constriction de la colonne plasma à travers la description du fonctionnement de la tuyère jusqu'à son col sonique, avant de poursuivre vers l'aval en analysant la structure du jet plasma sous-détendu entre la tuyère et la tôle. Enfin, nous conclurons par l'étude de l'influence de la cohérence spatiale de la densité de puissance du plasma sur la précision de coupe et les mécanismes d'amélioration de celle-ci.

Mots clés : procédé de coupage plasma, plasma d'arc électrique, efficacité énergétique, découpe des aciers, jet plasma supersonique sous-détendu, adaptation aérodynamique, thermodynamique des plasmas thermiques, transferts thermiques à haut flux, intensification de la densité de puissance.

Abstract

Energetics, aerodynamics and intensification of plasma arc cutting jets

The plasma cutting process of electrically conductive materials is one of the three main thermal cutting processes for sheet metal, along with laser and oxy-cutting. This process has gradually spread in industry since the 70s, and is now essential in construction and metal fabrication activities. Improvements in this technology have historically been made by industrial equipment manufacturers using a highly empirical and technological approach, probably due to the lack of fundamental R&D of the sector, and more likely the complexity of the multi-physical phenomenology of the plasma jets in consideration. These can be described as an under-expanded jet at the outlet of a millimetre-sized sonic nozzle, at one's throat a strongly ionized plasma column is heated above 20000 K by the passage of electrical current.

The complexity of the object of study lies in the numerous physical effects, often themselves difficult to apprehend separately, which may *a priori* contribute to determining the structure of the plasma jet: thermodynamic properties and transport coefficients of the plasma, geometry of the nozzle and its aerodynamics, pressure, swirl intensity, turbulence, radiative transfers at high temperatures, electrostatic and electromagnetic coupling between the current passage and the plasma, electrodes behaviour... Since the 2000s, largely in collaboration with the public research scholar community, some industrial players have engaged in more fundamental and scientific approaches to better understand and describe these technological objects, an approach to which the author has contributed for 25 years.

After a summary of the career and research work carried out or supervised by the author in the close by disciplines of fluid mechanics, combustion, materials, and processes, the issue addressed in this thesis manuscript will therefore focus on the energetics and the phenomenology of transferred arc plasma jets applied for cutting. This topic is the most populated cluster of my experience as an industrial researcher, and also a subject whose multi-physics nature has greatly benefited from the experience acquired in studying other problems.

We will introduce to the reader the technologies and processes, we will cover the experimental and numerical simulation tools and methods we have utilized and contributed to develop, we will study the energy scales at work in plasma cutting compared to the competing laser process, and detail the mechanisms of energy supply and distribution to the sheet. We will then showcase the advances in the understanding of the constriction of the plasma column through the description of nozzle physics down to the sonic throat, before going farther downstream by analysing the structure of the under-expanded plasma jet developing between the nozzle outlet and the sheet metal workpiece. We finally draw conclusions on how to control the plasma jet power density to favour cutting accuracy.

Keywords: plasma cutting process, electric arc plasma, energy efficiency, metal sheet cutting, under-expanded supersonic plasma jet, aerodynamic adaptation, thermal plasma thermodynamics, high-flux heat transfers, power density, intensification.

Remerciements

A Armelle, mes enfants, mes parents, mes amis.

Je remercie Pierre Boivin et Pierre Freton d'avoir accepté de co-diriger cette thèse. C'est pour moi à la fois une étape significative de notre longue collaboration, et un grand plaisir intellectuel et humain.

Je remercie les membres du jury pour leur travail de relecture, leurs corrections, leurs commentaires, et plus particulièrement pour leur intérêt et leurs encouragements, qui m'ont fait chaud au cœur.

Je remercie mes relecteurs familiaux exigeants et engagés, la qualité du document final leur doit beaucoup.

Je remercie les employeurs et financeurs qui ont cru au sens sociétal, technologique, énergétique ou économique de ces travaux de recherche et m'ont permis de les déployer : Air Liquide et Akryvia.

Table des matières

1. Pourquoi cette thèse ? 11
   1.1. Motivations 11
   1.2. Parcours en recherche et développement 11
      1.2.1. 2000-2005 : Air Liquide - Plasma et laser 11
      1.2.2. 2005-2012 : Air Liquide - Modélisation et simulation numérique 13
      1.2.3. 2015-2023 : AKRYVIA - Plasmas intensifiés 17
   1.3. Introduction au sujet et plan de thèse 18
2. Techniques et problématique scientifique 20
   2.1. Introduction à la découpe des métaux 20
   2.2. Coupage laser 23
   2.3. Fondamentaux du coupage plasma 24
      2.3.1. Terminologie 25
      2.3.2. Technologie de la torche 26
   2.4. Problématique de thèse : la constriction 26
      2.4.1. Introduction à la stabilisation et à l'intensification des arcs 26
      2.4.2. La limite de flash 29
      2.4.3. Problématique de thèse 30
   2.5. Etat de l'art et résumé des axes de recherche 31
      2.5.1. Histoire du procédé et gaz plasmagènes utilisés 31
      2.5.2. Durée de vie des électrodes sous oxygène 32
      2.5.3. Répétabilité et dissymétrie de découpe 41
   2.6. Installations et mesures 47
      2.6.1. Installations expérimentales 47
      2.6.2. Mesures électriques 49
      2.6.3. Mesures fluides 49
      2.6.4. Visualisation 49
      2.6.5. Mesures sonores 50
      2.6.6. Mesures spectrométriques 50
      2.6.7. Mesures de température de la tôle 52
3. Etude énergétique de la découpe plasma et laser 54
   3.1. Etude des facteurs d'échelle 54
      3.1.1. Description des procédés et base de données 54
      3.1.2. Taux d'enlèvement de matière 56
      3.1.3. Energie spécifique volumique de découpe 61
      3.1.4. Energies spécifiques linéique et de surfaçage des procédés 64
      3.1.1. Energies spécifiques électriques de découpe 66
      3.1.1. Conclusion sur les facteurs d'échelles énergétiques 69
   3.2. Redistribution énergétique 70
      3.2.1. Introduction 70
      3.2.2. Pertes torche 71
      3.2.3. Transfert thermique à la tôle 72
      3.2.4. Rôle de l'oxydation 83
   3.3. Evaluation de l'impact énergétique mondial 90
      3.3.1. Estimation du parc machine mondial 90
      3.3.2. Estimation de la consommation électrique mondiale 90
   3.4. Conclusions sur l'étude énergétique 91
4. Modélisation des plasmas de coupage 93
   4.1. Thermodynamique et propriétés des plasmas thermiques 93
      4.1.1. Plasmas thermiques, composition et ETL 93
      4.1.2. Transfert de l'énergie électrique au plasma et écarts à l'ETL 95
      4.1.3. Propriétés thermodynamiques 97

4.1.4. Coefficients de transport....101
4.1.5. Rayonnement....105
4.1.6. Effet de la pression sur les propriétés....107
4.2. Modélisation CFD....110
4.2.1. Continuité et quantité de mouvement....110
4.2.2. Equation pour l'énergie....112
4.2.3. Equations électro-magnétiques....112
4.2.4. Commentaires sur le problème couplé....113
4.3. Développement des codes de calcul....114
4.3.1. Historique de développement des modèles CFD....114
4.3.2. Vocabulaire, méthodologie et retours d'expérience....118
4.4. Quelques résultats de vérification....120
4.4.1. Fonctionnement des tuyères plasma à froid....121
4.4.2. Vérification de la précision de capture des chocs....123
4.5. Caractérisation expérimentale et validation des modèles CFD....124
4.5.1. Introduction à la structure de l'écoulement....124
4.5.2. Validation des profils de température et pression....126
4.5.3. Validation des modèles CFD par le débit....127
4.5.4. Validation des modèles CFD par la tension d'arc....128
4.5.5. Conclusions sur la validité des modèles CFD....131
5. Etude de la constriction dans la tuyère....132
5.1. Introduction....132
5.1.1. Détourage géométrique du problème....132
5.1.2. Première définition du rayon d'arc....133
5.1.3. Hypothèses phénoménologiques, méthodologie et plan du chapitre....133
5.2. Effets négligeables....134
5.2.1. Confinement magnétique....134
5.2.2. Refroidissement pariétal....138
5.3. Effet du swirl et définition du rayon d'arc....140
5.3.1. Description phénoménologique....140
5.3.2. Bibliographie....141
5.3.3. Résultats....143
5.4. Effet du refroidissement radiatif....151
5.5. Etude de la diffusion radiale de chaleur....154
5.5.1. Sensibilité à la conductivité thermique....154
5.5.2. Hypothèse d'écart à l'équilibre aux franges de la colonne....155
5.5.3. Conclusions et hypothèse de turbulence....157
5.6. Physique de la constriction....169
5.6.1. Présentation de la démarche et du plan d'expérience numérique....169
5.6.2. Description de la structure radiale du jet plasma au col....171
5.6.3. Etude du dépôt de chaleur dans l'arc....173
5.6.4. Description de la couche tiède....174
5.6.5. Etude d'une situation de flash....175
5.6.6. Comparaison de deux niveaux de constriction extrêmes....176
5.6.7. Etude du diamètre d'arc et introduction à la striction....178
5.6.8. Evolution de la densité de courant....182
5.6.9. Bilan d'énergie local sur l'axe....183
5.6.10. Analyse et mise en perspective de l'effet de la pression....188
5.6.11. Analyse du bilan d'énergie de la colonne d'arc....197
5.6.12. Interprétation de la constriction par le bilan énergétique de l'arc....200
5.6.13. Fermeture du bilan énergétique par un nombre de Peclet radial....209
5.7. Conclusion sur l'interprétation physique de la constriction....220
6. Etude du jet plasma....223
6.1. Caractérisation du jet libre sous-détendu....223

6.1.1. Introduction bibliographique 223
6.1.2. Comportement des jets plasmas 226
6.1.3. Mesures comparatives de la géométrie du disque de Mach 234
6.1.4. Effets du rapport de détente sur la densité de puissance à la tôle 239
6.2. Approches historiques de contrôle de l'expansion du jet 244
6.3. Contrôle du rapport de détente 250
6.3.1. Principe et étude CFD de la tuyère étagée 251
6.3.2. Effet sur la saignée 259
7. Conclusion et perspectives 266
7.1. Des facteurs d'échelles énergétiques clarifiés 266
7.2. La voie technologique de l'intensification avec adaptation 266
7.3. Les perspectives de compréhension de la physique 267
7.3.1. Ce qu'on comprend, et le reste, de l'énergétique et de la constriction 267
7.3.2. Jusqu'où la densité de puissance peut-elle augmenter ? 269
8. Annexe 1 – Calcul du refroidisseur d'une source laser 271
8.1. Objet 271
8.2. Benchmark climatisation 271
8.3. Données bibliographiques du refroidissement laser 273
8.4. Conclusions et calcul de consommation 273
9. Annexe 2 – Dimensionnement d'une installation plasma à anode tournante 275
9.1. Objectifs et spécifications 275
9.2. Bilan d'énergie global et distribution 276
9.3. Ventilation des gaz chauds 277
9.3.1. Estimation préliminaire du débit 277
9.4. Estimation préliminaire des pertes de charge 279
9.4.1. Circuit de ventilation 279
9.4.2. Résultats ventilateur 280
9.5. Calcul du point de fonctionnement 282
9.6. Dissipation thermique dans l'anode disque 283
9.6.1. Conception 283
9.6.2. Étude du cycle thermique rotatif et choix du matériau 284
9.6.3. Dimensionnement du débit d'eau 288
9.6.4. Modèle thermique 288
9.6.5. Résultats 289
9.6.6. Retour d'expérience 291
10. Annexe 3 – Conventions et glossaire 292
10.1. Notations et glossaire 292
10.1.1. Lettres grecques 292
10.1.2. Grandeurs physiques 292
10.1.3. Grandeurs procédé et acronymes 293
10.1.4. Nombres adimensionnels 293
10.2. Citations 294
10.3. Définitions 294
10.4. Unités de pression 294
10.5. Conditions normales et référence de température 294
11. Références de l'auteur 295
11.1. Publications et communications 295
11.2. Mandats et activités d'encadrement 2000-2023 295
12. Brevets 298
13. Références bibliographiques 299

1. Pourquoi cette thèse ?

1.1. Motivations

Avec plaisir et passion, j'ai consacré vingt années de mon parcours professionnel à la recherche et à l'innovation technologique, d'abord au sein du groupe Air Liquide dans différentes fonctions et centres de recherche de la division Recherche et Développement (R&D), et plus tard pendant huit ans en tant que fondateur et dirigeant d'une jeune entreprise innovante de haute technologie.

Toujours avec une finalité industrielle, j'ai principalement étudié les écoulements complexes et les plasmas thermiques, au croisement des disciplines de la physique, de la mécanique des fluides, de l'énergétique et de la thermodynamique : écoulements ionisés, réactifs, stratifiés ou diphasiques, multi-physiques, à haute température, avec de forts gradients thermiques, turbulents, etc.

Trois raisons m'ont poussé rédiger cette thèse de doctorat par validation des acquis de l'expérience (VAE).

Tout d'abord, il m'a semblé utile et légitime de consigner et de rendre public certains éléments de compréhension développés tout au long de mon parcours, et dont une part significative a été obtenue au sein du projet entrepreneurial AKRYVIA. Ce contenu risquait de disparaitre à la suite de la cessation d'activité de l'entreprise, et est désormais du domaine public.

Ensuite, ce travail d'écriture et de synthèse est une manière de valoriser un chapitre intense et riche de ma vie professionnelle, dont la valeur ajoutée n'a pas pu se traduire en une activité économique industrielle pérenne, mais dont le contenu technique et scientifique pourrait apparaitre original et pertinent à certains yeux.

Enfin, ce travail reprend les résultats d'activités de recherche obtenus sur une période de vingt-cinq ans, au sein de différentes organisations ainsi qu'à titre personnel. D'une manière ou d'une autre, la plupart des conclusions et des idées présentées dans ce document sont donc le fruit d'un travail d'équipe, souvent multidisciplinaire, ayant muri lors de discussions, d'aller-retours, de relectures, de débats d'idées, de suggestions. Rédiger cette thèse est finalement une manière de partager le plaisir procuré par toutes ces collaborations. Pour ce faire, j'ai proposé en italique en début de chaque chapitre un paragraphe intitulé *Collaborations* listant les principaux chercheurs et ingénieurs associés aux résultats présentés. Sans eux, cette synthèse originale n'aurait pas pu être rédigée, qu'ils en soient tous remerciés.

Pour conclure, la thèse m'a paru être le véhicule de matérialisation le plus séduisant pour atteindre ces objectifs de publication et de synthèse. N'ayant pas fait de thèse en formation initiale après mes études d'ingénieur, j'ai en effet ensuite beaucoup promu le doctorat, et embauché plusieurs doctorants CIFRE. Rédiger une thèse me permet ainsi de vivre à mon tour la parenthèse temporelle d'engagement intense dans un travail de rédaction personnelle que j'ai observée chez les doctorants.

Les publications et communications référencées [1] à [11] et les brevets d'invention numérotés [23] à [38] ont été (co)écrits par l'auteur (voir références complètes chapitres 11 et 12).

1.2. Parcours en recherche et développement

1.2.1. 2000-2005 : Air Liquide - Plasma et laser

Collaborations

***Equipes Air Liquide** : Régis Augeraud, Edmond Baillot, Christian Bonnet, Francis Briand, George Caillibotte, Gilles Cannet, Michel Delzenne, Frédéric Richard, Erwan Tanguy …*
***Doctorants :** Pierre Freton, Laurence Girard*

Universitaires : *LAPLACE Toulouse : Pierre Freton, Alain Gleizes, Jean-Jacques Gonzalez, Manitra Razafinimanana, Philippe Teulet ; LASEP Bourges : Stéphane Pellerin ; EM2C Centrale Paris : Sébastien Candel, Daniel Duroc, Philippe Scouflaire ; CLFA Arcueil : Rémy Fabbro ; …*

J'ai eu l'occasion de confirmer mon intérêt pour la recherche et la simulation numérique lors de mon stage de DEA à la Société Européenne de Propulsion, désormais SAFRAN, sur le développement d'un code CFD en FORTRAN pour la simulation CFD des chambres de combustion des moteurs fusée.

J'ai ensuite commencé en 2000 comme Ingénieur R&D au Centre de Recherche sur les Applications du Soudage d'Air Liquide, dans l'équipe Procédés à Haute Densité d'Energie, dont j'ai pris la responsabilité de 2002 à 2005.
Cette équipe de 12 ingénieurs et techniciens avait la charge du développement des procédés plasma, laser et fabrication additive pour le groupe Air Liquide. Les projets de recherche mobilisaient des compétences en conception de têtes laser et plasma à haute densité d'énergie, optique et revêtements forte puissance, matériaux avancés, électronique et micromécanique, résumées dans le Tableau 1 ci-dessous.

Thématique	Sujets	Compétences développées
Procédés plasma	Conception torches	Mécanique, thermique, usinage de précision, calorimétrie, mécanique des fluides, tenue diélectrique
	Caractérisation procédé	Visualisation éclairage laser, CCD, sonométrie, strioscopie
	Caractérisation performance	Métallographie, énergétique, états de surface
	Modélisation des plasma d'arc	Modélisation 0D, 2D, thermodynamique des plasmas
Procédés laser	Mise en forme du faisceau	Optique
	Caractérisation du faisceau	Diagnostic optique
	Optiques de puissance	Lentilles ZnSe et traitements anti-reflets

Tableau 1 – Thématiques scientifiques abordées

Dans le domaine des procédés de coupage, j'ai développé un procédé innovant pour le coupage des aciers doux décrit dans le brevet [38], consistant à hybrider le procédé d'oxycoupage avec un plasma d'arc. La découpe est ici principalement réalisée par la combustion exothermique du fer dans l'oxygène, amené par une tuyère de Laval (les jets d'oxygène utilisés ont typiquement une vitesse d'éjection de nombre de Mach égal à 2). Cette réaction ne s'amorce que si l'acier est porté localement à une température de l'ordre de 1300°C, ce qui est obtenu dans un chalumeau conventionnel au moyen d'une flamme de prémélange oxyacétylénique, à plusieurs dards, entourant le jet d'oxygène supersonique. Dans le procédé Oxyplasma schématisé Figure 1, la chauffe à la flamme est remplacée par un plasma d'arc transféré, annulaire au jet d'oxygène, et stabilisé d'une part par le jet d'oxygène central froid et rapide qui aspire le plasma par effet venturi, et d'autre part au moyen d'un gaz secondaire injecté en vortex assurant la rotation du pied d'arc cathodique sur l'électrode. En plus de supprimer l'usage de carburants fossiles, un bénéfice de la chauffe par plasma d'arc électrique par rapport à la flamme est une meilleure efficacité du transfert d'énergie vers la tôle, ce qui autorise l'utilisation de puissances largement inférieures. A titre d'exemple, la puissance de chauffe d'une flamme de chalumeau de découpe est de l'ordre de 6 kW alors qu'un arc de 25 ampères sous une trentaine de volts, soit environ 1 kW suffit à amorcer et entretenir la réaction d'oxy-combustion. Ce meilleur transfert d'énergie permet en outre d'amorcer la coupe beaucoup plus rapidement, en un temps inférieur à la seconde alors que la préchauffe en coupage oxyacétylénique peut durer une vingtaine de secondes sur une tôle d'acier de 40 mm d'épaisseur. Une illustration de la performance

du procédé est présentée Figure 1, où une pièce d'acier de 40 mm d'épaisseur a été réalisée avec un arc de 25 A à une vitesse équivalente à celle obtenue en oxycoupage conventionnel à la flamme.

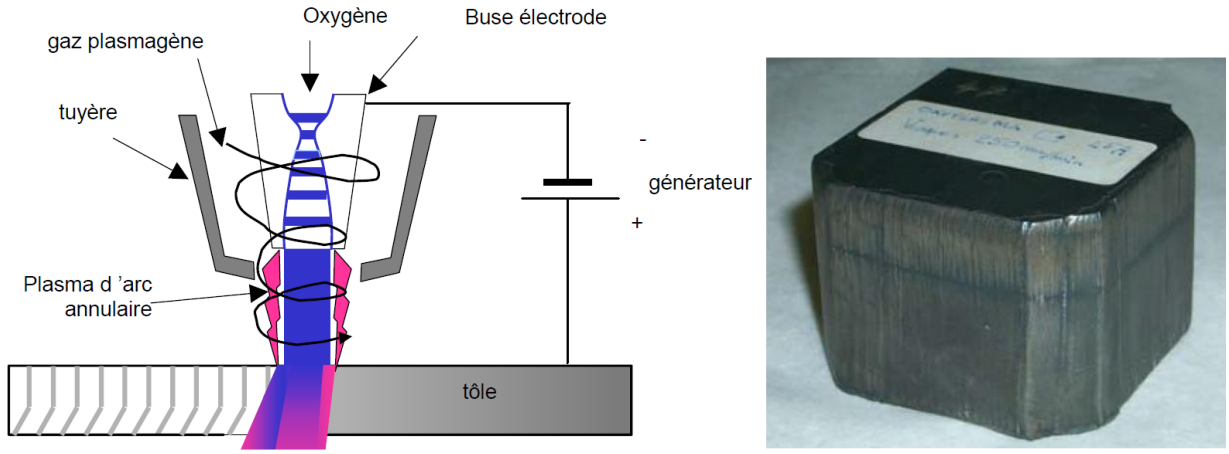


Figure 1 – Schéma de principe du procédé Oxyplasma et éprouvette de démonstration sur acier doux d'épaisseur 40 mm à vitesse de coupe V_c = 0.25 m/min et intensité d'arc I_{arc} = 25 A, d'après [7].

Dans le domaine des procédés laser, nous avons développé des procédés de soudage hybride laser-arc, des procédés de soudage laser CO_2 de forte puissance, et j'ai plus directement contribué au développement des procédés de coupage laser avec optiques bifocales, présentées par exemple dans la communication [8] à la conférence ICALEO, et dans le brevet [37] sur les optiques laser de forte puissance.

Nous avons aussi réalisé en 2002 les premiers essais de découpe avec un laser fibre de 2 kW, unique en son genre en Europe à l'époque (voir 2.2 pour la description de la technologie). Ces résultats avaient conduit au lancement d'un programme de R&D de développement d'une machine laser fibre.

Les autres recherches conduites lors de cette période spécifiquement sur la technologie de coupage plasma seront décrites ultérieurement dans cette thèse, en suivant le plan d'introduction de la problématique.

1.2.2. 2005-2012 : Air Liquide - Modélisation et simulation numérique

Collaborations

***Equipes Air Liquide** : Fouad Ammouri, Philippe Arpentinier, Frédéric Bellencontre, Julien Cances, Olivier Colin, François De Bussy, Emmanuel Demaël, Thierry Desaleux, Rong Fan, Ryuji Fujinuma, Jean Gallarda, Florian Gautier, Usman Ghani, Benjamin Jurcik, Bernard Labégorre, Jiefu Ma, Fabrice Mathey, Jean-Baptiste Mossa, Guillaume Mougin, Alexandre Naudin, Pluton Pullumbi, Ed Sanders, Bernard Saulnier, Lian-Ming Sun, Marc Till, Diana Tudorache, Dieter Ulber, Kateryna Voronetska, Elena Vyazmina, Thomas Wurzel, …*

***Doctorants** (voir les références §11) **:** Nicolas Guézennec, Serge Adjoua, Nicolas Enjalbert, Marta De Toni, Cyprien Soulaine, Jean Caudal, Nicolas Kofman, Marie Zarrouati …*

***Universitaires :** IMFT Toulouse: Jacques Magnaudet, Thierry Poinsot, Michel Quintard ; EM2C centrale Paris : Franck Enguehard, Olivier Gicquel, Estelle Iacona, Thierry Schuller, Anouar Soufiani, Jean Taine ; Pprime Poitiers : Pierre Comte, Guillaume Lehnasch, Frédéric Plourde ; Chimie Paris : Alain Fuchs, François-Xavier Coudert ; UPMC Paris : Pierre Sagaut, Stéphane Zaleski ; FAST Paris-Saclay : Sophie Mergui, Christian Ruyer-Quil ; UQTR (Canada) : Pierre Bénard ; ULB (Belgique) : Benoit Scheid RWTH-Aachen University : Georg Dietze ; Imperial College London : Geoffrey Hewitt ; …*

Entre 2005 et 2012, j'ai été le manager de l'équipe modélisation et simulation numérique puis du programme mondial de recherche éponyme de la R&D du groupe Air liquide qui couvrait une équipe aux Etats-Unis en plus de celle en France. Mes responsabilités comportaient la définition et le management du programme R&D du groupe pour la modélisation et le calcul scientifique.

J'ai eu la chance d'y manager des équipes d'experts dans les disciplines de la mécanique des fluides numérique (CFD, Computational Fluid Dynamics) des transferts thermiques, de la combustion, des matériaux et des procédés, de la sécurité des procédés industriels, du calcul intensif, de la modélisation moléculaire, de l'apprentissage machine et de l'optimisation. Les missions du domaine comprenaient la construction de connaissances scientifiques nouvelles en lien avec les laboratoires académiques, la fourniture d'expertise aux opérations mondiales, et l'apport d'innovation pilotée par la simulation aux projets R&D servant toutes les activités du groupe.

La production scientifique et technique couvrait un portefeuille annuel d'environ 25 projets de R&D, un budget annuel de 8 M€ mobilisant 40 experts sur deux sites en France et aux USA, une douzaine d'étudiants en thèse, 45 collaborations académiques sur 3 continents, une dizaine de projets financés actifs (US DoE, Union Européenne, ANR, ADEME), 60 brevets déposés, 5 grands codes de calcul, 15 projets partenariaux avec financement public, 20 innovations transférées aux opérations, ainsi que l'investissement et l'opération du supercalculateur du groupe Air Liquide.

Je présente ci-après une sélection de travaux de recherche auxquels j'ai pu contribuer de près ou de loin, la plupart du temps dans un rôle de supervision et de défense des budgets engagés, en collaboration avec les experts de l'équipe et nos partenaires académiques.

Nous avons mené plusieurs travaux de modélisation et de simulation de la conversion à la combustion à l'oxygène de fours industriels pour la fabrication du verre [49] et du ciment, ainsi que plusieurs développements partenariaux de modèles de combustion turbulente pour des applications industrielles spécifiques :

- Thèse CIFRE de Nicolas Guézennec [15] sur les brûleurs oxygène à flamme très étagée
- Thèse ADEME de Nicolas Enjalbert [20] sur les modèles à chimie tabulée pour les flammes diphasiques swirlées (mises en rotation ou vortex, voir plus loin)
- Thèse CIFRE de Jean Caudal [17] sur la modélisation avec chimie détaillée du reformage autotherme du méthane.

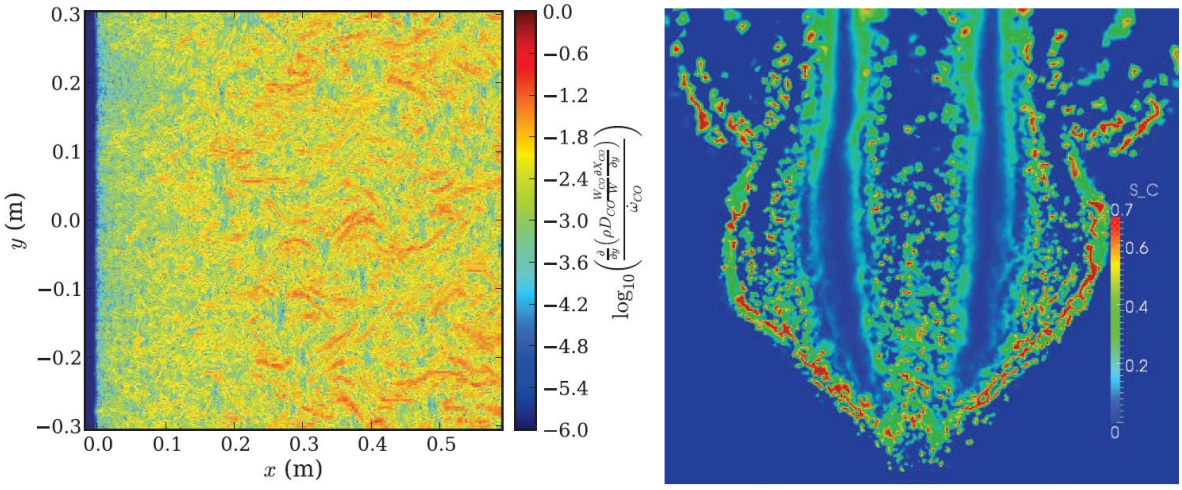


Figure 2 - A gauche, d'après [17] : Simulation numérique directe (DNS) d'une post-flamme de brûleur de reformage autotherme en turbulence développée (ratio diffusion sur réaction pour l'espèce CO). A droite, d'après [20] : Simulation aux grandes échelles d'une flamme diphasique de brûleur swirlé (avancement de la réaction) avec chimie tabulée.

L'équipe développait et opérait un outil de simulation numérique CFD (Computational Fluid Dynamics) 3D dédié aux fours industriels proposant une approche originale à au moins deux points de vue [51]:

- Une résolution de l'équation de transfert radiatif sur un maillage CFD 3D structuré au moyen d'une méthode parallélisée et implicite de tracé de rayon.
- Un modèle de propriétés radiatives de type somme pondérée de gaz gris adapté à la combustion à l'oxygène. En effet, les gaz brûlés composés principalement de vapeur d'eau et de gaz carbonique n'y sont plus optiquement minces, contrairement aux fumées de combustion à l'air avec ballast d'azote en teneur dominante qui sont quasi-transparentes dans l'infrarouge où se fait le transfert radiatif dans le four [50]. Les coefficients des gaz gris utilisés ont été calibrés sur une base d'expériences numériques de rayonnement de colonnes 1D de compositions et températures variables dont le rayonnement était calculé avec un modèle de type correlated-k considéré comme référence, et fourni par le laboratoire EM2C.

Cet outil a aussi été adapté à la simulation CFD haute-fidélité des grands fours de production d'hydrogène par reformage du méthane en phase vapeur (SMR : Steam Methane Reforming), et son utilisation illustrée Figure 3 a permis de réduire les points chauds sur les tubes du four, et d'apporter des gains d'efficacité énergétique [4] ayant un impact sur les émissions de CO_2 important à l'échelle du four.

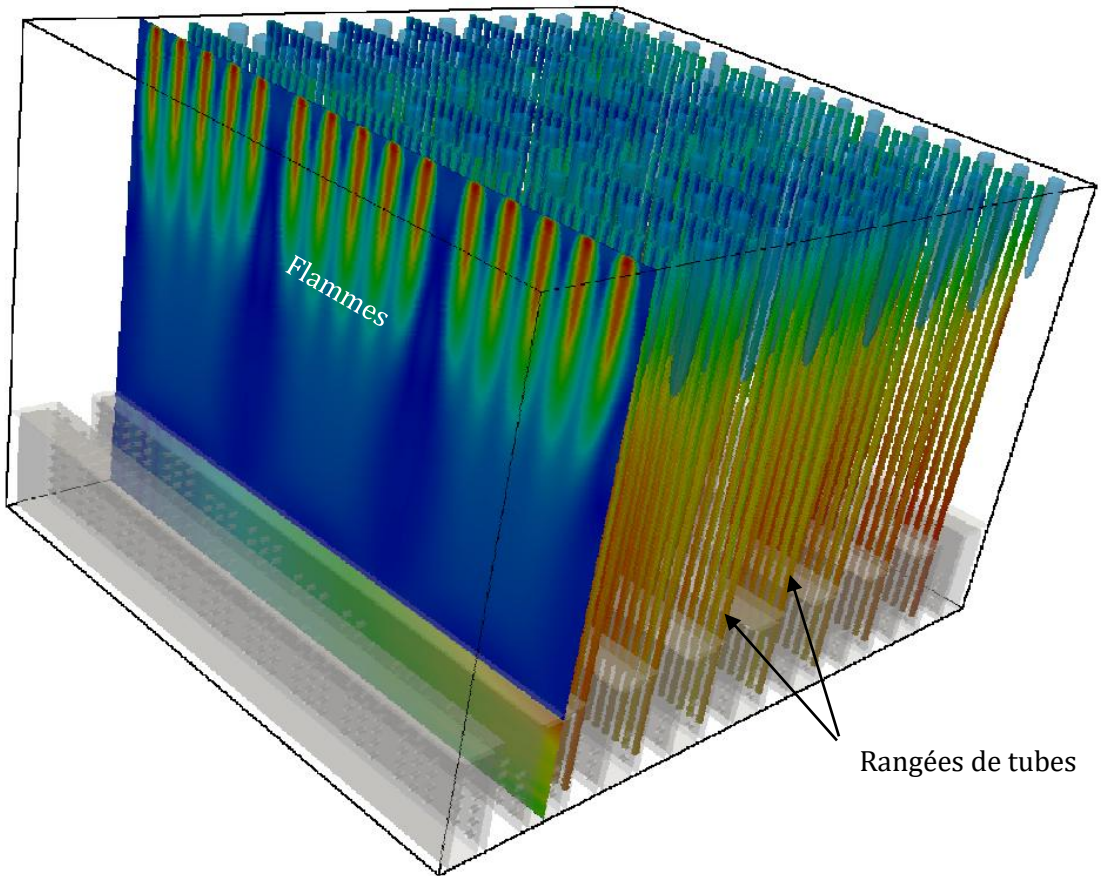


Figure 3 – Simulation 3D en géométrie réaliste d'un grand four SMR (336 tubes de reformage et 120 brûleurs). Tubes coloriés par la température et flammes matérialisées par la surface d'iso-vitesse 20 m/s, d'après [4].

Nous avons développé des modèles originaux pour la simulation des transferts thermiques dans les lits de pastilles de catalyseur dont sont garnis les tubes de fours SMR. La partie convective a été traitée par une approche d'homogénéisation à partir de simulations détaillées [52][53][55], et la

partie radiative a été développée dans la thèse CIFRE de Marie Zarrouati [22], qui a entre autres montré que le milieu ne pouvait pas être considéré comme suivant la loi de Beer (le contraire de « non-Beerian » utilisé par ailleurs).

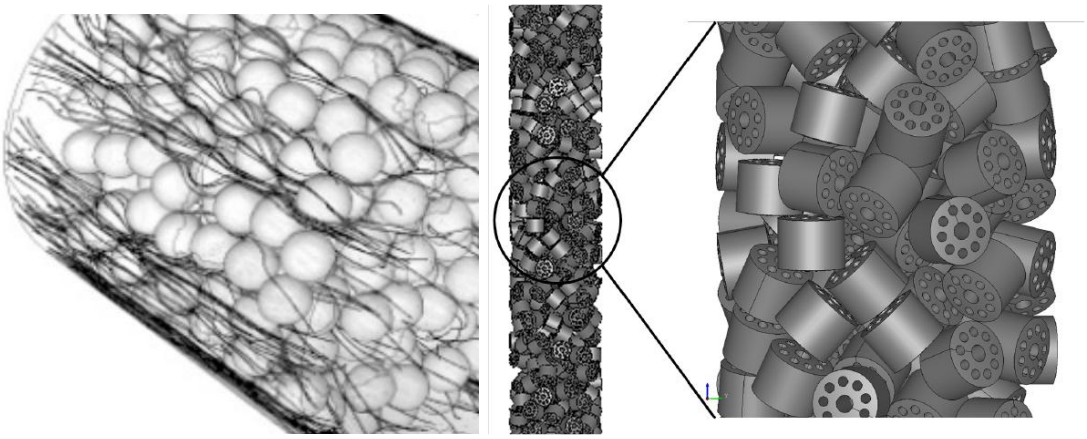


Figure 4 – A gauche, d'après [55] : simulation CFD dans un lit de billes. A droite, d'après [22] : simulation réaliste de l'empilement de catalyseur ; expériences numériques pour le développement de modèles homogènes respectivement pour la convection turbulente et le rayonnement.

L'équipe a aussi développé une activité de développement et d'exploitation de modèles de simulation CFD des écoulements diphasiques dans les garnissages structurés des colonnes de distillation cryogénique pour la production des gaz de l'air. On peut citer en particulier les thèses CIFRE de Serge Adjoua [16] et Nicolas Kofman [21] sur le développement de modèles d'écoulements de films cisaillés, les travaux [48] de développement de modèles de films liquides pariétaux par une approche Saint-Venant 2D projetée sur une surface 3D, et la thèse CIFRE de Cyprien Soulaine [19] sur les méthodes d'homogénéisation permettant de passer de l'échelle locale d'un volume élémentaire représentatif, à un modèle homogénéisé à l'échelle de la colonne de distillation.

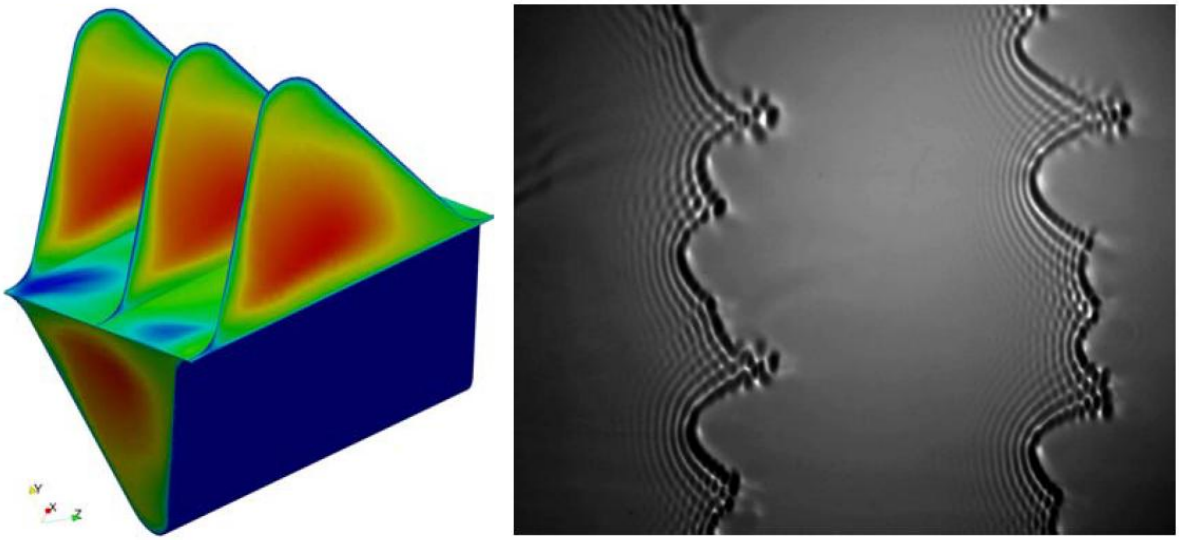


Figure 5 -A gauche, d'après [19] : simulation CFD (champ moyen de vitesse) de l'écoulement gazeux dans un volume élémentaire représentatif de garnissage structuré. A droite, d'après [21] : visualisation par ombroscopie d'instabilités hydrodynamiques dans un écoulement de film tombant, expérience utilisée pour la validation des modèles.

Entre 2012 et 2015, j'ai occupé un poste opérationnel de responsable du sourcing des technologies médicales pour la branche mondiale santé du groupe Air Liquide, avant de créer l'entreprise AKRYVIA.

1.2.3. 2015-2023 : AKRYVIA - Plasmas intensifiés

Collaborations

Equipes AKRYVIA : *Emmanuel Bon, Marc Chantrel, Nicolas Godinaud, Sébastien Grégoire, Philippe Hérault, Eric Leroy, Coralie Lu-Minh, André Migliati-Lévy (Ingénieurs R&D) ; Mattéo Claudel, Paul Feurstein, Hugo Gayrard, Andrianos Karampilis, Salma Kraiem, Alexandre Lelievre, Alexis Maurin, Eliott Marquet, Francky Nayang-Ngwanwouk, Daniel Ortiz-Carbonell, Glen Oumellal, Yann Pinal, Henrique Pirès, Amirtaha Rajei, Guillaume Richier, Mohammad Shahid, Robin Tourteau, Nathan Truillet (Apprentis et stagiaires Master/Ingénieur)*

Universitaires : *LAPLACE Toulouse : Yann Cressault, Pierre Freton, Laurence Girard (doctorante), Alain Gleizes, Jean-Jacques Gonzalez, Philippe Teulet, Manitra Razafinimanana ; GREMI Orléans et Bourges : Jean-Marc Bauchire, Jean-Michel Pouvesles, Eric Robert, Stéphane Pellerin ; Polytech Nantes : Pascal Paillard, Emmanuel Bertrand ; Centrale Nantes et GEM Nantes: Guillaume Racineux, Gilles Pattée, Christophe Binetruy, Arnaud Poitou, Anaïs Barasinski, LINA Angers : Jean-Claude Guignard ; LGC Toulouse : Pierre Chamelot, Laurent Massot ; CETIM Nantes : Damien Guillon ; IRCER Limoges : Vincent Rat, Armelle Vardelle ; ISCR INSA Rennes : Philippe Castany ; M2P2 Marseille: Pierre Boivin*

J'ai créé et dirigé l'entreprise AKRYVIA, active entre 2015 et 2023, et développant la technologie des jets plasmas intensifiés pour le coupage et le soudage des composites :

- Lancement d'une jeune entreprise innovante, recrutement de 15 personnes. Déménagement de l'entreprise depuis le laboratoire d'un incubateur académique (Centrale Nantes, plateforme commune avec l'Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique, laboratoire GEM, vers des locaux industriels avec showroom, installations de puissance électrique jusqu'à 250 kW et ligne d'assemblage.
- Gestion de la gouvernance d'entreprise en tant que Président du conseil, recrutement d'administrateurs indépendants et d'un conseil scientifique.
- Levée de fonds de 3.5 M€, dont 1 M€ auprès de fonds de capital-risque, de Business Angels à forte valeur ajoutée, et de l'Incubateur Centrale Nantes-Audencia. Lauréat des financements publics et privés sélectifs : Jeune Entreprise Innovante, Concours I-Lab du Ministère de la Recherche, Concours I-Nov France 2030, Seal of Excellence de l'Union Européenne, financements de TOTAL développement et AIRBUS développement, du Réseau Entreprendre…
- Conduite technique et scientifique du projet en partenariat avec 6 laboratoires académiques, dont une thèse CIFRE. Dépôt de 9 brevets, et obtention de certains d'entre eux en Europe, en Chine, aux Etats-Unis et au Japon.
- Développement et industrialisation de deux produits high-techs et d'une marque, enrôlement de 30 clients pilotes, chiffre d'affaires de 450 k€, livraison en clientèle d'une première machine industrielle.
- Gestion de plusieurs crises dont le COVID, la rupture des chaînes d'approvisionnement, la gestion des relations investisseurs, la fin d'activité en 2023 après l'échec de la seconde levée de fonds, le licenciement des salariés. Transfert partiel de la technologie à un client et à un laboratoire académique pour poursuivre les développements.

J'ai choisi de présenter dans cette thèse l'activité de recherche menée sur la technologie de coupage plasma. Il est cependant intéressant de mentionner que le savoir-faire développé à la mise en forme des jets plasmas a intéressé d'autres industriels qui avaient des problématiques de coût et de consommation énergétique similaires à ceux du coupage. C'est ainsi que nous avons développé, et démontré expérimentalement en collaboration avec le CETIM à Nantes un procédé de soudage des composites thermoplastiques par jets plasma laminaires, à ma connaissance unique au monde, et breveté [28].

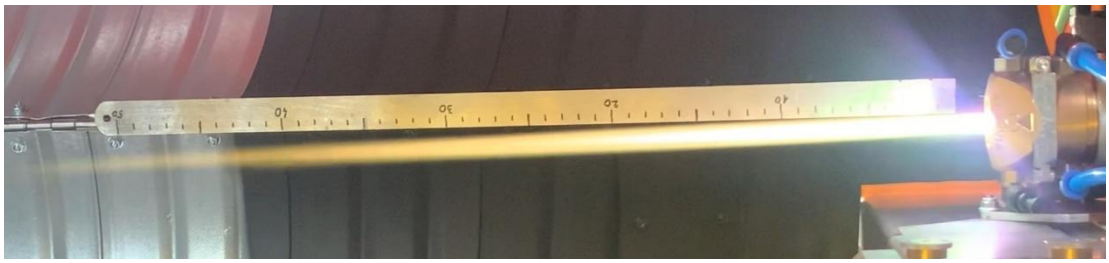


Figure 6 – Jet plasma laminaire de mélange Ar-N_2 , intensité 80 A, longueur visible 500 mm

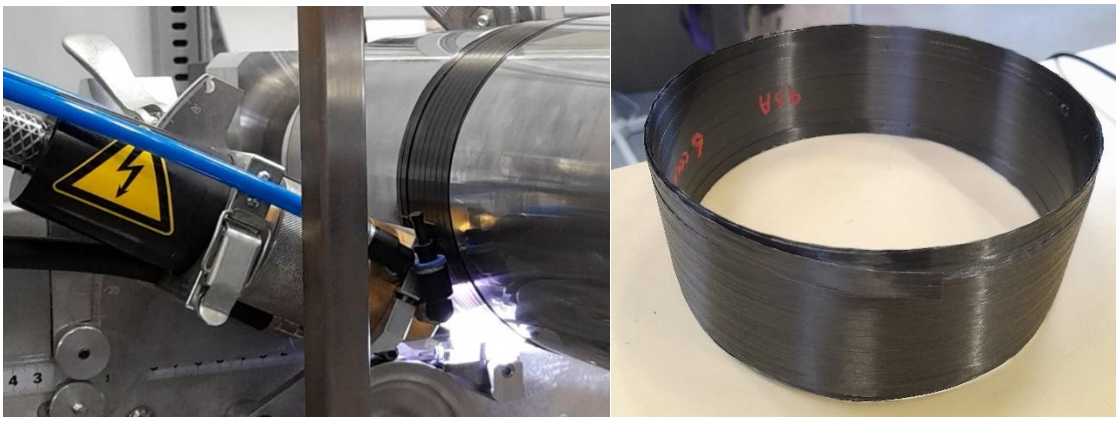


Figure 7 – Démonstration de fabrication additive par enroulement filamentaire de bande de composite de fibres de carbone à matrice polyamide avec soudage par jet plasma laminaire. A gauche : extrait de la vidéo du procédé en fonctionnement. A droite : éprouvette de tube composite carbone-polyamide de 150 mm de diamètre.

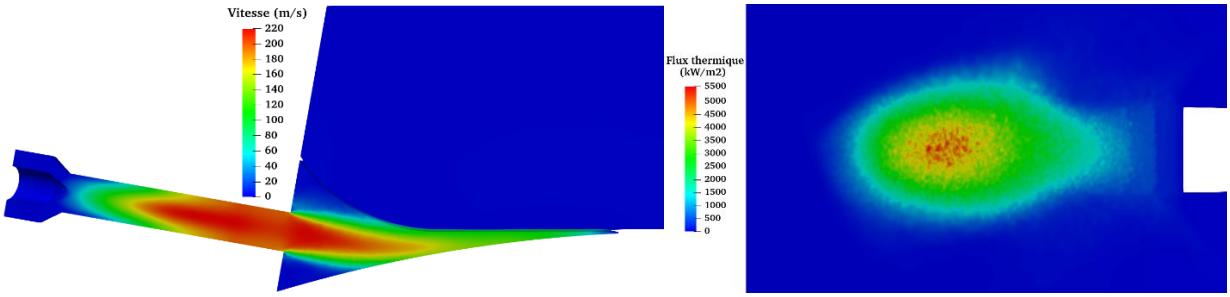


Figure 8 – Simulation CFD du procédé de soudage des composites par jet plasma laminaire. A gauche : vitesse dans le jet plasma. A droite : flux thermique au substrat.

1.3. Introduction au sujet et plan de thèse

J'ai rédigé ce manuscrit de thèse à l'issue d'un projet entrepreneurial (AKRYVIA) qui était consacré au développement de procédés de coupage et de soudage s'appuyant sur des jets plasmas intensifiés. L'étude des plasmas d'arc électrique a été une thématique permanente, à laquelle j'ai probablement consacré une quinzaine d'années temps plein équivalentes, distribuées sur 24 ans. C'est le sujet sur lequel j'ai eu l'occasion de mener personnellement le plus d'essais et de calculs, à la main et sur ordinateur et de mettre les mains dans les codes.

Le fil rouge le plus épais et continu de mon parcours de chercheur et de manager d'équipes de recherche s'est donc naturellement imposé comme sujet pour cette thèse : l'étude énergétique et aérodynamique des jets plasmas de coupage. Bien que les plasmas y soient moins représentés, la période de recherche et d'encadrement des équipes modélisation résumée en section 1.2.2 a beaucoup apporté à ce sujet, grâce à une fertilisation croisée extrêmement nourrissante autour des

disciplines que l'on retrouve en commun : procédés, écoulements diphasiques et stratifiés, turbulence, combustion, transferts radiatifs …

La thèse est organisée suivant un plan progressif allant du général et de la technologie vers l'original et la phénoménologie physique :

- Le chapitre 2, introduit le lecteur aux technologies de coupage thermique des métaux, présente les fondamentaux du coupage plasma et laser, décrit les principaux axes de recherche en coupage plasma, et résume rapidement les travaux menés par l'auteur sur certains verrous qui n'ont pas été retenus pour la problématique de thèse. La section 2.6 présente plus particulièrement les installations d'essai et les techniques de mesure utilisées.
- Les chapitres suivants traitent la problématique de thèse en suivant une démarche depuis le macroscopique vers le microscopique et le local, puis de l'amont vers l'aval de l'écoulement :
    - Le chapitre 3 présente une approche énergétique macroscopique de la découpe plasma et laser. Nous en cherchons d'abord les facteurs d'échelle, avant d'étudier l'effet de l'oxydation et la répartition de la puissance thermique dans la saignée. Finalement, on donne une estimation de la consommation énergétique des procédés de coupe.
    - Le chapitre 4 présente les méthodes et outils utilisés pour la modélisation des jets de plasma d'arc : thermodynamique du milieu plasma, outils de simulation numériques et les enjeux de leur développement.
    - Le chapitre 5 répond à la question de ce qui détermine la constriction et la densité de puissance de la colonne d'arc au col sonique de la tuyère plasma.
    - Le chapitre 6 présente l'enjeu de la conservation de cette densité de puissance en aval du col et jusqu'à la tôle, et le rôle déterminant de sa cohérence spatiale sur la largeur de saignée.
- Au chapitre 7, les conclusions sont rappelées avant de proposer les axes de recherche permettant de traiter les questions de notre point de vue encore ouvertes, et d'élargir sur d'autres perspectives.

Pour une meilleure lecture, les références bibliographiques sont appelées de manière distribuée tout au long du document, pour permettre à nos résultats d'être présentés au plus proche de l'état de l'art avec lequel ils dialoguent.

2. Techniques et problématique scientifique

Nous présentons dans ce chapitre les principaux procédés de découpe des métaux, le positionnement du coupage plasma, les thématiques abordées en lien avec les enjeux technologiques du procédé, avant de présenter la problématique de la constriction du jet plasma abordée dans la thèse.

2.1. Introduction à la découpe des métaux

La production mondiale annuelle d'acier était de 1900 millions tonnes en 2022, dont plus de la moitié sous forme de sous-produits plats standards : plaques, tôles et bobines. La découpe automatisée des aciers et autres métaux non ferreux est donc une brique technologique importante, utilisée dans toute la filière de fabrication métallique, comme illustrée Tableau 2 pour la construction navale. On retrouve des machines automatiques de coupage dans la plupart des industries de fabrication et de sous-traitance, comme les chantiers navals dans l'illustration ci-dessous, la chaudronnerie, les équipements industriels, la métallerie, l'automobile, le ferroviaire, l'énergie, les infrastructures …

Tôles →	Découpe →	Assemblage →	Aménagements
			

Tableau 2 - Illustration du processus de fabrication en grande construction métallique sur le cas du chantier naval

Cinq principaux procédés de découpe automatisée se partagent le marché :

- La presse, apparue avec l'âge des métaux (poinçonnage) : la pièce est cisaillée suivant la forme d'un outil (poinçon) traversant une matrice.
- L'oxycoupage (1900s) : un jet d'oxygène coupe l'acier par réaction d'oxydation dont la réaction est amorcée et maintenue par une chauffe à la flamme complémentaire.
- Le coupage plasma (1960-70s) : un jet de plasma d'arc électrique à très haute température (> 15000 K) et très haute vitesse (5000m/s) est soufflé depuis une torche sur la pièce à découper
- Le coupage au jet d'eau (1980s) : un jet d'eau à très haute pression (>1000 bar) découpe la pièce, avec la plupart du temps ajout d'abrasifs dans le jet.
- Le coupage laser (1980-90s) : un faisceau laser de puissance (1 à 25 kW) est focalisé au niveau de la pièce à découper et le matériau fondu est soufflé par un jet de gaz sous pression.

Ces procédés sont en concurrence selon différents indicateurs clés de performance technique et économique perçus par l'industriel utilisateur, présentés dans le Tableau 3 ci-dessous :

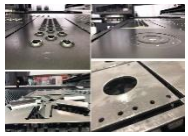
	Coupage thermique Le matériau est fondu pour être soufflé			**Coupage mécanique** Pas d'effet thermique	
	Oxycoupage	**Plasma**	**Laser**	**Jet d'eau**	**Presse**
					
Matériaux	Aciers doux	Tous métaux	Tous matériaux	Tous matériaux	Tous matériaux
Épaisseur	20 à 1000 mm	1 à 500 mm	0.4 à 40 mm	0.4 à 100 mm	0 à 3 mm
Largeur de saignée	2 à 10 mm	2 à 5 mm	0.3 à 1 mm	1 à 3 mm	> 3 mm
Déformation induite	Importante	Moyenne	Faible	Nulle	Faible
Etat de surface du chant coupé	Excellent à moyen (stries)	Excellent à moyen (stries)	Bon à moyen (stries)	Excellent à bon (stries)	Moyen (rugueux)
Qualité d'arête de coupe	Bonne à moyenne (bavures)	Bonne à moyenne (bavures)	Bonne à Moyenne (morfil)	Excellente	Moyenne (morfil)
Perpendicularité du chant coupé	Bonne	Bonne à Moyenne côté dépouille	Bonne	Bonne	Correcte
Symétrie de coupe	Excellente	Médiocre	Excellente	Excellente	Bonne
Répétabilité de coupe	Correcte	Moyenne	Bonne	Bonne	Excellente
Supervision humaine requise	Elevée	Moyenne	Faible	Faible	Faible
Qualification des opérateurs	Moyenne	Moyenne	Contraignante (habilitation)	Moyenne	Faible
Productivité	Moyenne	Très bonne	Bonne	Très faible	Maximale
Flexibilité	Moyenne	Excellente	Excellente	Bonne	Moyenne
Source d'énergie	Combustibles fossiles	Electrique	Electrique	Electrique	Electrique
Sécurité et émissions	Fumées, CO_2	Fumées, bruit	Fumées, rayons dangereux	Bruit	Bruit, vibrations
Coût d'achat	€	€€	€€€€	€€€	€€€
Coût d'opération	€	€	€	€	€€ (outillages)

Tableau 3 - Comparaison des procédés de coupage automatique

Les indicateurs de qualité de coupe sont décrits dans la norme ISO [79] correspondante, et rappelés Figure 9.

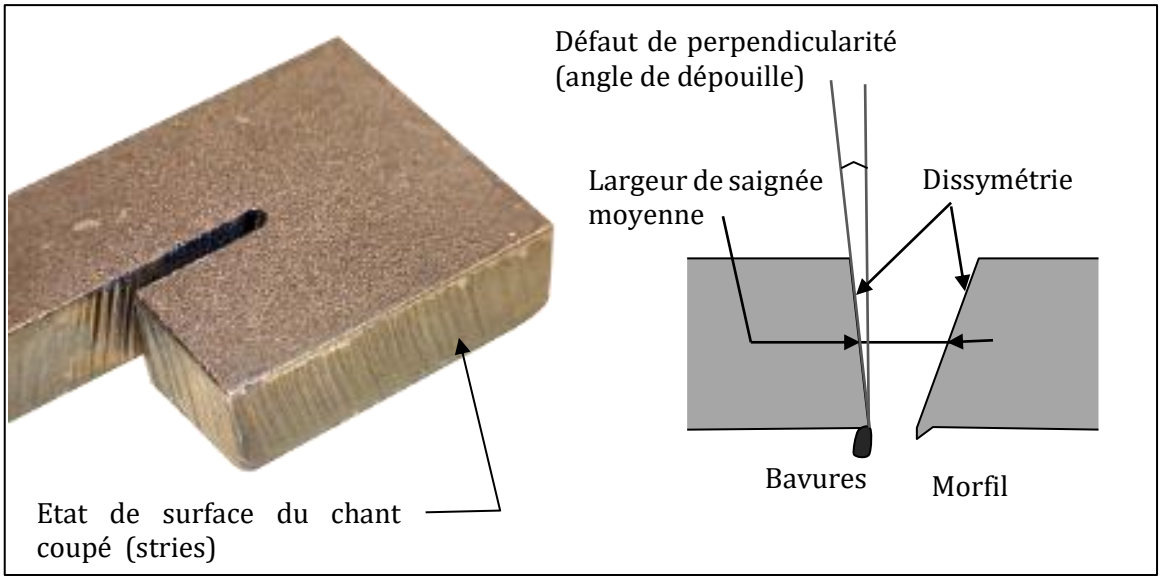


Figure 9 – Exemple de pièce coupée au plasma (à gauche), et description des défauts de coupe typiques sur une vue de section de la saignée (à droite)

Le jet d'eau, la presse poinçonneuse, et l'oxycoupage ont chacun des particularités qui les cantonnent à des applications bien spécifiques :

- L'oxycoupage n'est possible que pour les seuls aciers doux, faiblement alliés. Le procédé est dédié aux fortes épaisseurs, supérieures à 40 mm. En-dessous de ce seuil, le plasma et le laser sont plus productifs.
- Le Jet d'eau est réservé à la découpe à très faible vitesse des pièces et matériaux nobles et/ou incompatibles avec un procédé thermique : composites, titane, minéraux … ; pour les applications d'art, les pièces aéronautiques et spatiales, … en petite série ou prototypage.
- La découpe mécanique impose la réalisation d'un outil de coupe dédié pour chaque forme, ce qui justifie l'usage de la presse poinçonneuse-grignoteuse pour les grandes séries seulement. L'effort de coupe important limite aussi son utilisation aux tôles fines. En conséquence de ces deux contraintes, les applications de la presse se retrouvent dans la tôlerie fine de grande série, par exemple pour l'automobile, l'électroménager grand public …

Les procédés de coupage au plasma et au laser sont les plus flexibles, les plus productifs, et occupent la plus grande part du marché de la découpe des métaux en termes d'épaisseurs et d'applications. L'auteur estime qu'ils représentent à eux deux plus de la moitié du parc de machines installé. Ils ont en commun d'apporter à la tôle une source de chaleur localisée pour fondre le matériau, et un gaz d'assistance qui va souffler le métal fondu sous forme de gouttelettes évacuées sous la tôle. On présente Figure 10 les principes de fonctionnement de ces deux procédés.

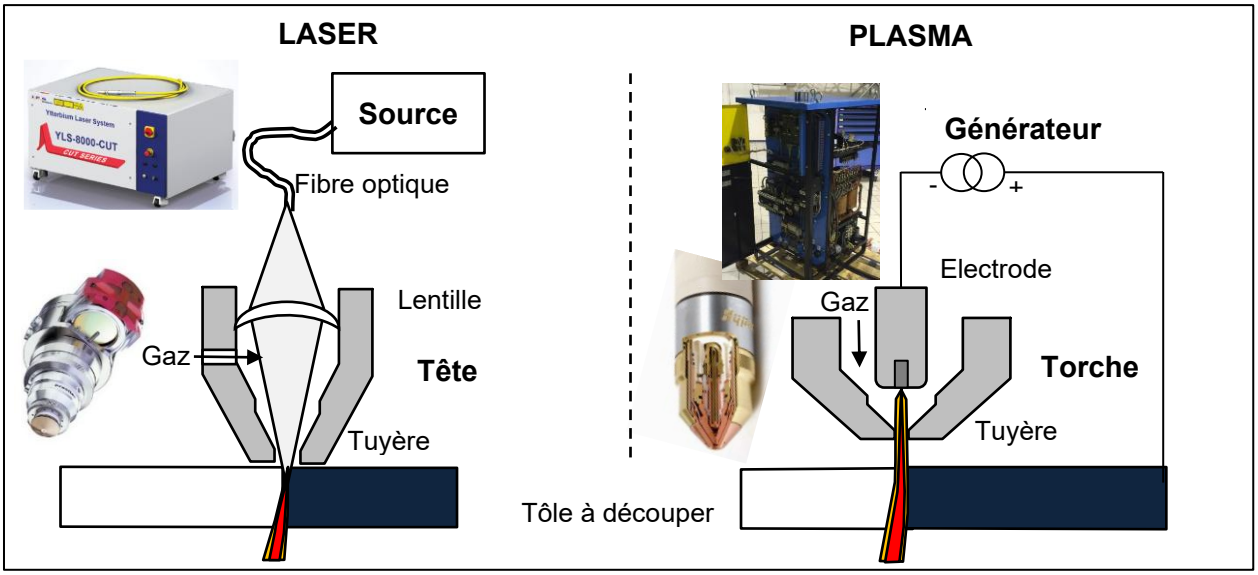


Figure 10 – Schéma de principe et photos de tête/torche : coupage laser (à gauche, photo PRECITEC) et plasma (à droite, photo HYPERTHERM)

En coupage laser, la source de chaleur est un faisceau monochromatique focalisé par la lentille de la tête laser en un spot sur la surface de la tôle de faible diamètre (~ 0.4 mm). Le faisceau passe par l'orifice de la buse de découpe dans laquelle on souffle le gaz d'assistance froid qui chasse le métal fondu de la saignée.

En coupage plasma, un plasma d'arc électrique est établi entre une électrode de la torche plasma et la tôle à découper. Cet arc passe à travers l'orifice d'une tuyère de faible diamètre (0.5 à 3 mm) alimentée en gaz plasmagène, formant un jet plasma chaud (> 15000 K) et véloce (> 5000 m/s) qui fond la tôle et chasse le métal liquide.

2.2. Coupage laser

En coupage laser, la source de chaleur est un faisceau laser monochromatique. On parle de laser de puissance lorsque ce faisceau transporte une puissance lumineuse supérieure à 1 kW.

En 50 ans, seules trois technologies de laser de puissance ont été industrialisées pour les procédés de fabrication, c'est-à-dire principalement le soudage, le coupage, et la fabrication additive. Ces générations de source successives sont décrites dans le Tableau 4 ci-dessous :

Technologie laser	**Nd-YAG**	**CO_2**	**Fibre**
Résonnateur	Solide (cristal)	Gaz	Solide (fibre)
Longueur d'onde	1 µm	10,6 µm	1 µm
Transport du faisceau	Fibre optique	Air (optiques mobiles)	Fibre optique
Rendement énergétique	5%	10%	20% (2002) 30% (2009) 40% (2022)
Puissance typique (soudage-coupage)	1 à 5 kW	1-15 kW	1-25 kW
Naissance industrielle	Années 80	Années 90	2002
Statut 2024	**Éteint** en ~2010	**Niche** matériau incompatible avec λ = 1 µm	**Dominant**

Tableau 4 – Principales technologies des laser de puissance utilisées industriellement

Le laser fibre est désormais très largement dominant, après avoir déplacé les parts de marché du CO_2 en deux décennies grâce à deux avantages technologiques majeurs :

- Transport du faisceau par fibre optique, qui simplifie grandement la conception des machines. En effet, les faisceaux à la longueur d'onde CO_2 (10.6 µm) ne pouvaient se transporter sans pertes que dans des chemins optiques d'air propre, et devaient être renvoyés via des miroirs mobiles qui se déplaçaient avec les axes machines.
- Meilleure efficacité énergétique, permettant de diminuer les coûts de la source et de son groupe de refroidissement, et la consommation électrique.

Bien qu'initialement beaucoup discuté dans les laboratoires, l'effet du changement de longueur d'onde de 10.6 µm à 1 µm n'a pas eu d'effet majeur sur la performance de coupe (Voir chapitre 3). De manière similaire, le facteur de qualité des lasers fibre qui était initialement moins bon que ceux CO_2, a progressé et ce sont les lasers aujourd'hui adaptés à la découpe.

Dans cette même période de vingt ans, le laser fibre a aussi a gagné des parts de marché par rapport au plasma en raison de deux facteurs :

- Augmentation de la puissance des sources permettant d'augmenter l'épaisseur maximale, ou capacité de coupe.
- Réduction d'un facteur trois du prix des sources, de 60 €/kW à 20 €/kW environ de 2002 à 2022.

Deux gaz sont principalement utilisés pour la découpe des aciers doux :

- La découpe au gaz oxydant (air ou oxygène) sous faible pression (0.5 à 1 barg[1]) qui permet d'oxyder le métal dans la saignée ce qui dégage de la chaleur complémentaire et fluidifie le bain de métal liquide à évacuer. L'oxygène ou l'air était historiquement utilisé sur toutes les épaisseurs, et est désormais plus utilisé sur les plus fortes épaisseurs depuis l'arrivée des lasers fibres et l'augmentation des puissances laser, cf. par exemple [47] .
- La découpe à l'azote sous plus haute pression (8 à 25 barg) donne des coupes « blanches » sans couche d'oxyde superficielle et est utilisée pour les plus faibles épaisseurs.

L'usage de mélanges d'oxygène et d'azote optimisés pour une épaisseur donnée est apparu depuis quelques années, sous haute pression.

Pour le lecteur souhaitant plus d'informations sur l'état de l'art technologique et scientifique des laser de puissance, on recommande :

- Laser material processing [59], comme ouvrage de référence sur les procédés de fabrication laser
- Quelques articles de revues sur les lasers fibre et leurs applications, dont la technologie est en évolution rapide : [60][61][62]

2.3. Fondamentaux du coupage plasma

Pour une revue du procédé de coupage plasma et de son évolution historique, on recommande le chapitre « Introduction à la découpe plasma » de la thèse de Nicolas Godinaud [14]. On résume simplement ici les points clés nécessaires au lecteur qui ne souhaiterait pas s'y reporter, et qui amènent à notre problématique.

[1] En bar relativement à la pression atmosphérique (gauge pressure). Voir la convention adoptée dans tout le document pour les unités de pression chapitre 10.

2.3.1. Terminologie

En coupage plasma, la chaleur est apportée dans le jet plasma par effet Joule lors du passage du courant entre l'électrode et la pièce : on parle de plasma d'arc électrique.

- Le terme plasma caractérise l'état ionisé du gaz [64].
- Le gaz initialement isolant électriquement à température ambiante devient conducteur du courant électrique dans l'état ionisé à haute température. La procédure d'amorçage du plasma dans la torche par une décharge haute tension, pour passer de l'état isolant à conducteur ne nous concerne pas ici, mais est décrit en détail dans [14].
- Le terme « arc électrique » est issu de la forme incurvée prise par la décharge entre deux électrodes placées à l'horizontale lors des premières observations historiques par Humphry Davy vers 1805 [65].

Le lecteur trouvera dans l'ouvrage essentiel « L'Arc Electrique » [63], dernière édition en 2000, non seulement une perspective historique, mais aussi une introduction à tous les aspects importants de la physique des plasmas d'arc électrique. Nous développerons aussi les aspects électrique et thermodynamique de l'état plasma importants pour l'application du coupage dans la section 4.1.

Dans les torches de coupage plasma, la puissance électrique est fournie à l'arc par un générateur de courant continu, c'est à dire régulé pour délivrer un courant de consigne constant en régime de découpe stationnaire, fournissant depuis une dizaine d'ampères (A) jusqu'à plus[2] de 400 A sous une tension de 80 à 300 volts (V) environ.

On détaille dans le schéma Figure 11 la partie terminale d'une torche plasma moderne, que l'on décrit de l'amont vers l'aval du point de vue technologique en 2.3.2, puis phénoménologique en 2.4.

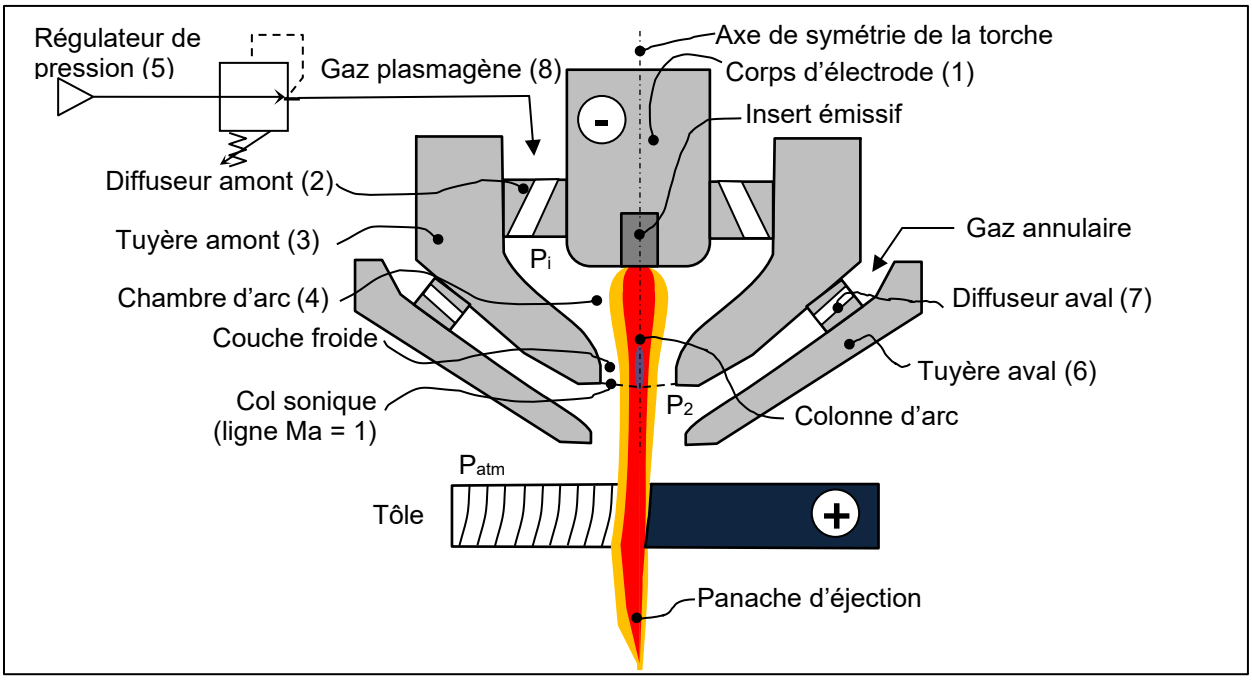


Figure 11 - Schéma de principe d'une torche plasma à double tuyère

[2] Pour certaines applications spéciales comme les INOX de forte épaisseur en chaudronnerie nucléaire, on peut coupler des générateurs en parallèle pour atteindre un courant jusqu'à 1200 A.

2.3.2. Technologie de la torche

Toutes les parties terminales des torches plasma industrielles présentent une symétrie de révolution qui permet de couper dans n'importe quelle direction sans avoir à indexer l'orientation angulaire de la torche autour de son axe de symétrie.

Sur le schéma de principe présenté Figure 11, l'électrode (1) est reliée au pôle négatif du générateur (aussi appelée cathode), sa fonction est d'assurer le passage du courant entre un insert émissif serti en sa face terminale et le milieu plasma chaud. L'insert émissif est le siège du pied d'arc cathodique, c'est-à-dire la surface qui émet les électrons depuis la matière condensée, solide ou liquide nous le verrons, vers le plasma. Les enjeux de dimensionnement et les axes de recherche portant sur l'électrode sont abordés en 2.5.2.

Le gaz plasmagène (8) (qui génère le plasma) est introduit à température ambiante via un diffuseur amont dont la fonction est d'induire un mouvement de rotation, un vortex (swirl en anglais), à l'écoulement de gaz avant que celui-ci n'atteigne l'extrémité de l'électrode.

Le gaz s'écoule dans la tuyère amont (3), ou tuyère plasma, formant une section convergente se terminant par le col ou canal de tuyère, c'est-à-dire l'orifice critique, ou encore la plus faible section de passage de la torche. La zone entre l'électrode et l'entrée du col dans laquelle se développe la colonne d'arc est appelée chambre d'arc (4).

L'alimentation de la torche en gaz plasmagène est réalisée par un régulateur de pression (5), assurant une pression génératrice P_i constante dans la chambre d'arc, alors que la découpe se fait sur des machines opérées à pression atmosphérique P_{atm}.

Les torches plasma comportent depuis les années 2000 une tuyère aval (6), parfois appelée tuyère de protection (shield en anglais). Sa fonction est de guider un second gaz annulaire, autour du jet plasma principal. Le gaz annulaire est introduit dans la tuyère aval par un diffuseur aval (7). La fonction de cette tuyère aval diffère selon les auteurs et les technologies et sera commentée en détail plus loin, mais elle est toujours alimentée à une pression P_2 très inférieure à la tuyère amont, et sa section lui est toujours supérieure ; dans le cas contraire, elle serait la tuyère plasma. Dans les torches plasma industrielles actuelles, les vitesses de gaz dans la tuyère aval sont subsoniques et la pression P_2 est très proche de la pression atmosphérique environnante.

En situation de découpe, le jet plasma chaud et véloce fond et chasse le métal lors de son impact sur la tôle, formant sous celle-ci un panache d'éjection contenant le jet plasma « en extinction », et les gouttelettes de métal fondu. Le jet plasma est dit en extinction dans le panache sous la tôle par opposition à la colonne d'arc entre l'électrode et la tôle où il est toujours chauffé par le passage de courant. La problématique de thèse décrite dans la section suivante porte sur la compréhension de la mise en forme de ce jet plasma, dans l'objectif d'améliorer la performance de découpe.

2.4. Problématique de thèse : la constriction

2.4.1. Introduction à la stabilisation et à l'intensification des arcs

La constriction est le phénomène de resserrement de la colonne d'arc induit la plupart du temps par l'écoulement forcé de gaz : on parle de constriction aérodynamique. Le gradient de pression maintenu entre le plenum de la tuyère plasma, à la pression génératrice P_i, et l'atmosphère est à l'origine de l'écoulement du gaz dans la tuyère[3]. Le gaz plasmagène qui entre à température ambiante

[3] On néglige pour cette première introduction à la constriction l'effet du gaz annulaire en présumant que la pression P_2 dans la tuyère aval est celle de la pression atmosphérique, comme dans les torches industrielles classiques.

par le diffuseur amont va s'écouler jusqu'au col de la tuyère en suivant deux types de lignes de courant d'histoires très différentes dans le fluide :

- Un volume élémentaire de gaz plasmagène qui suit la ligne de courant sortant sur l'axe de la tuyère va être chauffé jusqu'à ionisation à haute température, et passer à l'état plasma. Cette zone de l'écoulement, chaude et ionisée, est appelée colonne d'arc ou zone plasma.
- Un volume élémentaire s'écoulant dans la section annulaire entre la colonne d'arc et la paroi du canal de tuyère ne sera pas ou peu chauffée et pas ionisée. Cette zone de l'écoulement est appelée couche froide.

Si on n'impose pas de gradient de pression au gaz plasmagène, c'est-à-dire sans tuyère ou avec une tuyère large alimentée à faibles vitesses de gaz avec P_i proche de la pression atmosphérique, l'arc électrique prend une forme de cloche entre les électrodes et est appelé arc « libre » (free-burning arc). Cet arc libre, sous-entendu libre de forces externes, est beaucoup utilisé dans les laboratoires pour les caractérisations expérimentales fines des plasmas d'arc servant à la validation des modèles, par exemple dès 1983 dans Hsu [77], ou plus récemment par Bini [78].

Il y a tout de même des mouvements dans l'arc libre mais ils sont auto-induits :

- Accélération et entraînement à la cathode par les forces de Lorentz dans le champ magnétique auto-induit à la pointe, ou effet Maecker décrit en 1950 [75], et qui sera détaillé en section 5.2.1.
- Mouvements de convection induits par la température.

Toutefois, les vitesses de l'écoulement dans l'arc libre sont très faibles par rapport à celles d'un arc constricté aérodynamiquement.

On compare sur les photos Figure 12 la forme en cloche d'un arc libre étudié dans [76], au facteur de forme beaucoup plus fin d'un arc de coupage : l'ordre de grandeur du diamètre de la colonne d'un arc constricté est de 1 mm et reste cohérent sur de grandes longueurs, alors que le diamètre d'un arc libre est de l'ordre de 10 mm.

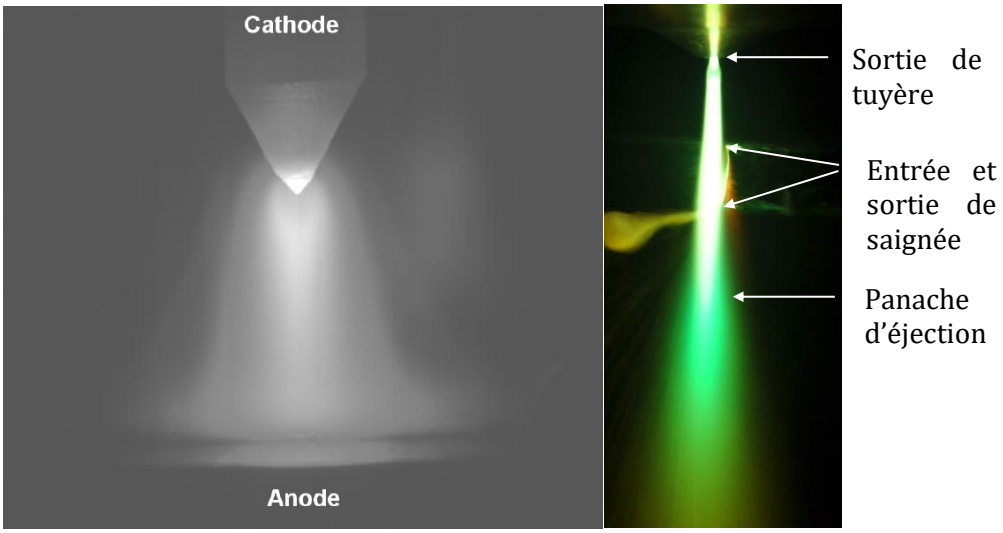


Figure 12 – A gauche : photo d'un arc libre en forme de cloche de 100 A établi dans l'argon entre une cathode pointue en tungstène thorié de diamètre 6 mm et une anode en cuivre refroidi, d'après la thèse de R. Ramanantsoa [76]. A droite, exemple de jet plasma d'arc de découpe ; torche mono-tuyère de diamètre 1 mm, gaz plasmagène air, Intensité 60 A, Pression 5.3 barg en situation de découpe sur tôle. Coloration verte liée au filtre atténuateur utilisé pour l'imagerie.

La constriction est caractérisée par le diamètre de la colonne d'arc et est *a priori* déterminée par la géométrie et les paramètres de fonctionnement de la torche : nature du gaz plasmagène, intensité I du courant, pression génératrice P_i, diamètre du col et forme de la chambre d'arc, nature de l'injection du gaz (vortex) …

On proposera une méthode de définition de plus en plus explicite du diamètre de la colonne d'arc en coupage plasma, qui sépare le plasma de la couche froide, d'abord en section 5.3 puis en section 5.3.3.4.

On définit dès à présent la densité de courant apparente J_a dans la tuyère plasma comme le rapport entre l'intensité du courant et la section de passage critique de la tuyère, en A/mm^2 :

$$J_a = \frac{I}{\pi R_{tuyère}^2}$$

Pour l'application de coupage plasma, on a intérêt à constricter l'arc au maximum pour les raisons suivantes :

- Un premier bénéfice d'un faible diamètre de colonne d'arc est de produire une saignée fine, c'est-à-dire de faible largeur moyenne, qui a plusieurs effets favorables :
    - Nous détaillerons au chapitre 3 l'impact de la largeur de saignée sur l'efficacité énergétique de la découpe et la vitesse de coupe. De manière triviale cependant : moins il y a de métal à fondre et évacuer pour une puissance donnée, mieux c'est.
    - La chaleur transmise à la tôle, et donc les déformations induites par l'opération de coupage sont aussi réduites lorsque la découpe est efficace énergétiquement.
    - L'amélioration de la précision et de la qualité de coupe. En effet, on pose l'hypothèse que la taille caractéristique des défauts engendrés par un outil de coupe est proportionnelle à la taille de l'outil.
- A intensité constante, un jet plasma de plus faible diamètre a une densité de courant moyenne, définie comme le courant total par unité de surface de la section de colonne d'arc, plus élevée. La température et l'enthalpie moyenne du jet chaud augmentent et sont concentrées sur une surface plus petite de sorte que la densité de puissance, c'est-à-dire la puissance thermique par unité de surface, augmente.

La pression génératrice dans les tuyères plasma industrielles est de quelques barg, ce qui conduit à l'amorçage sonique de la tuyère, dont le col est la section critique où se situe la ligne de nombre de Mach égal à 1. On rappelle que le nombre de Mach est le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse du son dans le milieu, qu'on montre à partir des équations de la mécanique des fluides, que la ligne sonique d'une tuyère amorcée se trouve au col, et que le blocage sonique (ou amorçage) est atteint lorsque le rapport de détente P_i/P_{atm} entre la pression génératrice et la pression ambiante (pressions absolues) dépasse un seuil de l'ordre de deux. Le lecteur appréciera retrouver ces notions dans les chapitres portant sur les écoulements compressibles en conduite unidimensionnelle des cours de second cycle de S. Candel [72], P. Chassaing [73], ou D. Thévenin [71], dont les notations sont reprises. L'écoulement est donc sonique au col de sortie de la tuyère plasma, où la vitesse axiale est très élevée par rapport aux arcs libres en convection naturelle. La vitesse de l'écoulement est de l'ordre de plusieurs centaines de m/s dans la couche froide (vitesse du son d'un gaz parfait aux conditions critiques P*, T*, voir [71]). Sur l'axe et dans la colonne d'arc, où la température au col est supérieure à 15000 K, la vitesse du son est beaucoup plus élevée, de l'ordre de plusieurs milliers de m/s comme la section 4.1 présentant les propriétés du plasma le montrera.

La définition de la constriction de l'arc en opposition à l'arc libre est naturelle car le procédé de coupage plasma s'est développé dans la continuité du développement des procédés de soudage à arc électrique, en particulier le soudage TIG (Tungsten Inert Gas), dont la typologie d'arc est exactement celle de l'arc libre à électrode tungstène décrit précédemment. Dans l'introduction de l'article de revue de 2006 sur le procédé par V. Nemchinsky [121], celui-ci décrit ainsi l'invention du coupage plasma par Robert Gage (Union Carbide) comme une découverte collatérale de travaux pour stabiliser les arcs TIG ([74], cité par [121]). Robert Gage décrit pour la première fois la constriction d'un arc électrique transféré à une tôle dans l'objectif de la souder ou de la découper dans le brevet

[81] déposé en 1955. R. Gage parle de stabilisation par les parois (de la tuyère) comme mécanisme de constriction en comparaison aux arcs libres (unrestricted arcs) et décrit que la présence de la tuyère et de l'écoulement améliore la « rigidité » de l'arc. Il indique que plus le diamètre de la tuyère est faible, et plus la pression d'alimentation est élevée, y compris explicitement au-delà de l'amorçage sonique, et plus l'arc est constricté. Une partie de ses résultats sont présentés Figure 13 ci-dessous.

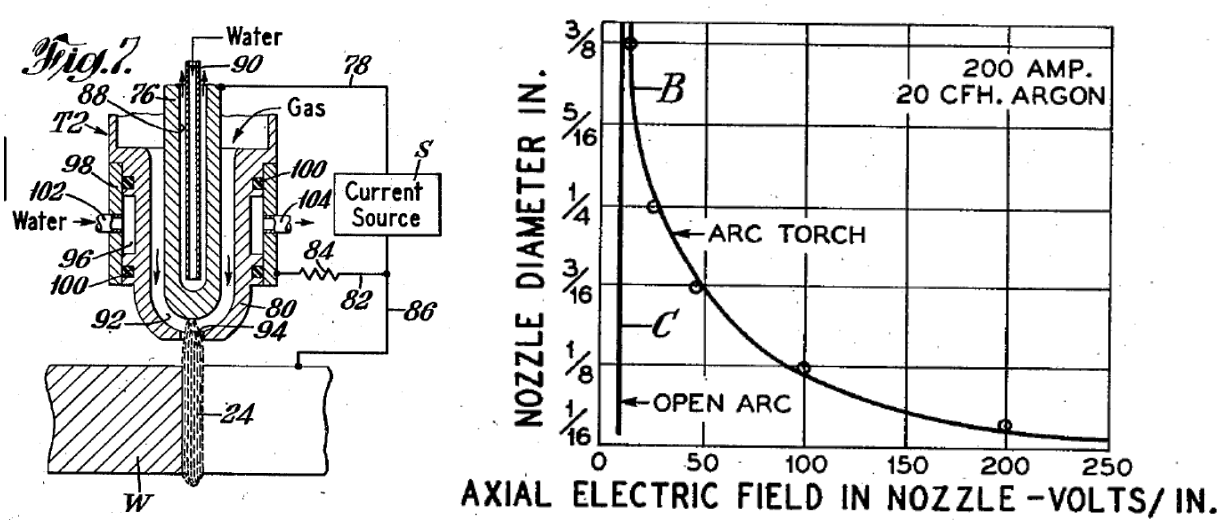


Figure 13 - Plasma cutting torch process scheme and effect of nozzle diameter on arc average electrical field of Argon arc at constant flow rate, from the original Robert Gage 1955 patent [81].

Les éléments caractérisant la constriction sont une réduction du diamètre d'arc, une augmentation de la température dans l'arc, une augmentation de la tension d'arc et du champ électrique moyen (Figure 13 ci-dessus), une augmentation des vitesses de l'écoulement, et finalement une augmentation de la densité de puissance.

2.4.2. La limite de flash

Une limitation à la constriction de l'arc est la durée de vie de la tuyère. En effet, lorsque le diamètre de la tuyère plasma est trop petit pour une intensité du courant donnée, ou la pression d'alimentation trop basse, l'arc s'élargit et la température à la paroi de la tuyère augmente. Lorsque la température en paroi atteint le seuil auquel le courant électrique peut passer dans la tuyère, le plasma d'arc « touche » la paroi. Dans le jargon technique du coupage plasma, cet évènement est appelé « flash de la tuyère ». Le flash est une dégradation catastrophique de la tuyère en cuivre, qui fond et se vaporise rapidement en produisant un flash lumineux, généralement de couleur verte en raison de la longueur d'onde des raies émises par la vapeur de cuivre ionisée. Le flash se conjugue pour les opérateurs de torche de coupage plasma comme le verbe « flasher » au sens photographique duquel il est issu, par exemple dans « Il était distrait, il se trompa sur le réglage de l'intensité, et la tuyère flasha ».

On présente Figure 14 la visualisation d'une situation de flash tuyère. A gauche en coupe, on distingue sur l'image en noir et blanc tirée d'une vidéo un arc secondaire (ou arc parasite), qui s'établit entre la face extérieure de la tuyère et la tôle à découper. Le panache plus lumineux à la surface de la tuyère correspond à l'émission des vapeurs de cuivres ionisées de la tuyère dont la paroi est en train de fondre. L'arc principal de découpe est encore présent, mais il est en parallèle de l'arc secondaire dans lequel passe une partie du courant, via la tuyère. Quelques dixièmes de secondes plus tard, la tuyère aura disparu en grande partie si on ne coupe pas l'alimentation électrique (ce qui est fait industriellement). La photo de droite présente une vue externe de tuyère flashée, dont l'orifice de sortie initialement circulaire a été creusé par le passage de l'arc secondaire (arc de flash).

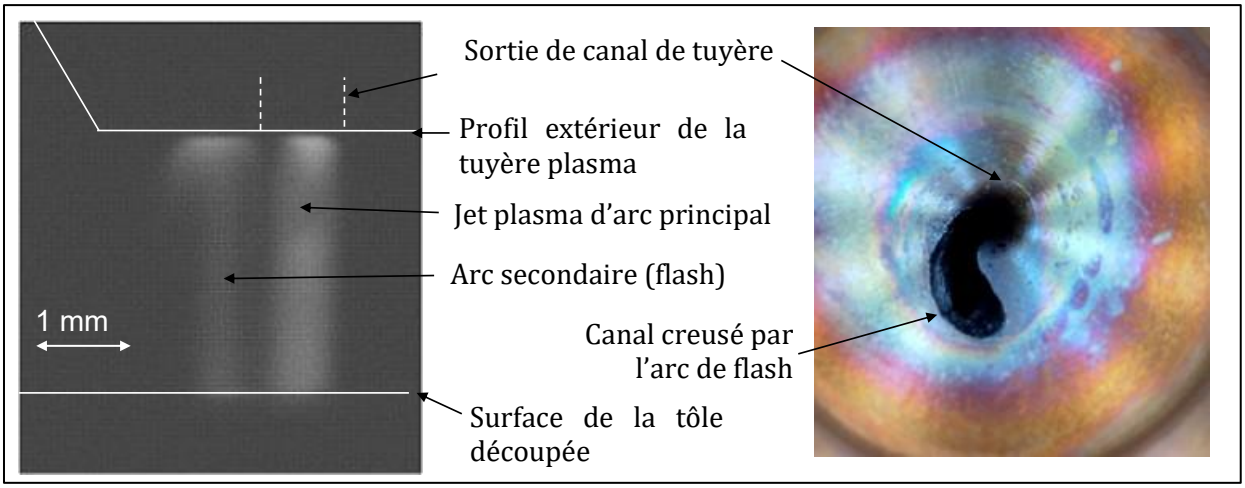


Figure 14 – Image d'une situation de flash de tuyère de torche plasma sous oxygène P_i = 3.5 bara, I = 60 A

Les limites connues à la constriction sont donc le flash, la limite technologique de la pression accessible industriellement, et d'autres limites liées au comportement du jet lorsqu'on augmente la pression, et que nous décrirons au chapitre 6.

2.4.3. Problématique de thèse

La problématique de cette thèse porte sur la description et la compréhension des facteurs d'échelle énergétique, thermique et aérodynamique de la constriction et ses limites, c'est-à-dire des paramètres déterminant la densité de puissance en coupage plasma, à la fois dans la torche (au col de la tuyère) et à la tôle où elle a son intérêt pratique pour le coupage.

L'objectif industriel est d'intensifier le procédé, c'est-à-dire augmenter la densité de puissance sans atteindre la limite de flash ni d'autres effets néfastes à la coupe, ce qui permettrait des gains de productivité et d'efficacité énergétique.

L'objectif scientifique est de contribuer à la compréhension de la constriction, dont l'interprétation est restée incomplète et parfois contradictoire malgré les premiers travaux datant des années 50.

Pour atteindre cet objectif scientifique, la mise en œuvre de méthodes nouvelles de caractérisation expérimentale et de simulation numérique en mécanique des fluides (CFD), qui se sont développées progressivement depuis les années 90, a été essentielle. En effet, l'objet plasma :

- Est très chaud et confiné dans une petite tuyère, ce qui rend difficile les mesures directes
- A un caractère multiphysique (physique moléculaire et atomique, thermodynamique, électro-magnétisme, mécanique des fluides compressible et thermique, transferts radiatifs…), avec des discontinuité (chocs) et de très forts gradients, ce qui rend difficile sa modélisation.

La caractérisation expérimentale et numérique des jets plasmas supersoniques dans les torches de coupage est donc complexe et coûteuse, et l'humble communauté industrielle et académique[4] qui travaille sur le sujet depuis les années 1970 a dû développer les outils expérimentaux et numériques d'exploration de l'objet en parallèle de la compréhension des phénomènes physiques qui y siègent. Ces paramètres de transdisciplinarité, de complexité multiphysique, de difficulté d'accès expérimental, de taille réduite de la communauté scientifique et technologique (e.g. par rapport au

[4] A notre connaissance, les thèses publiées sur le coupage plasma se comptent dans le monde sur les doigts de deux mains, dont 5 ont réalisées en France au laboratoire LAPLACE (celle-ci comprise).

laser ou à la combustion), aboutissent à une compréhension encore partielle et incomplète du phénomène de constriction dans les jets de plasma d'arc de découpe, et conduisent à notre problématique de thèse.

Avant d'aborder le vif du sujet, on complète dans la section 2.5 suivante la description de la technologie de découpe plasma en introduisant les autres problématiques technologiques et scientifiques sur lesquelles nous avons travaillé, et dont les conclusions sont pour chacune rapidement présentées en comparaison avec l'état de l'art.

2.5. Etat de l'art et résumé des axes de recherche

2.5.1. Histoire du procédé et gaz plasmagènes utilisés

Les gaz utilisés dans les publications originales [81] de Union Carbide étaient inertes ou réducteurs ; d'abord d'argon pur utilisé avec une électrode en tungstène, probablement en raison de la continuité avec le développement du soudage TIG, mais aussi déjà avec mention de l'addition d'hydrogène, d'azote ou d'hélium.

Dans les années 1960 ont successivement été introduits :

- La tuyère annulaire avec injection de gaz de protection, permettant de réduire le risque de court-circuit entre la tuyère plasma et la tôle, et de réduire l'oxydation pour la découpe des INOX et des aluminiums.
- La découpe avec gaz plasmagène air comprimé, en utilisant une électrode à face terminale plate avec insert émissif en zirconium, qui apportait un gain de vitesse de coupe pour les aciers doux.

Le procédé « azote vortex d'eau », décrit par exemple dans [69], inventé dans les années 1970, utilise une injection d'eau en vortex en lieu et place d'un gaz annulaire. Ce procédé nommé coupage azote-vortex d'eau a ensuite été utilisé en découpe immergée dans des tables remplies d'eau permettant de supprimer le bruit et les fumées. Les contraintes de la table à eau : coût et gestion des boues, ont conduit au déclassement de ce procédé pour les aciers doux lorsque la génération de procédés à l'oxygène est apparue. Ce procédé n'est plus utilisé qu'en découpe des aluminiums pour limiter la chauffe et la déformation des tôles de ce métal très conducteur de la chaleur.

La découpe avec gaz plasmagène oxygène a été introduite dans les années 1980, avec l'utilisation d'inserts émissifs en hafnium, permettant un gain significatif de vitesse de coupe sur les aciers doux.

Dans les années 1990 à 2010, la nature du gaz annulaire a fait l'objet d'optimisation de la teneur en oxygène, e.g. [86]. Ces mélanges n'ont pas apporté de gains suffisants et sont aujourd'hui abandonnés pour l'usage de l'air comprimé, plus économique.

L'état de l'art industriel des gaz utilisés en coupage plasma automatique est stabilisé depuis les années 2010, avec un type de gaz bien identifié pour chaque type de matériau.

Matériau	Nom du procédé	Gaz plasmagène	Fluide annulaire	Popularité
Aciers doux	**Oxygène/air**	**O_2**	**Air**	**Dominant**
	Air	Air	Aucun	Manuel
	Vortex d'eau	N_2 ou O_2	Vortex d'eau	Devenu rare
Aciers inoxydables et aluminiums	**Azote-azote**	**N_2**	**N_2**	**Dominant**
	Azote-hydrogène	Mélange N_2-H_2	N_2	Face brillante
	Azote vortex d'eau	N_2	Eau liquide	Alu surtout
	Argon-hydrogène	Mélange Ar-H_2-N_2	N_2	Rare

Tableau 5 – Gaz et fluides utilisés en coupage plasma industriel en fonction du matériau découpé

Le Tableau 5 montre que les gaz plasmagènes auxquels on a abouti sont déterminés par la nature du matériau à couper, fruit du compromis entre performance et coût:

- Les aciers doux sont découpés avec le gaz oxydant le plus courant : l'oxygène. Dans l'oxygène, le fer brûle en une réaction de combustion exothermique vive, qui apporte une part chaleur complémentaire favorisant la vitesse de coupe. Par ailleurs, les oxydes de fer produits de la réaction sont réputés mieux s'écouler dans la saignée en raison de leur plus bas point de fusion, et peut-être aussi d'une réduction de la tension de surface en présence d'oxygène, d'après [173]. Aujourd'hui le procédé oxygène/air est dominant en découpe plasma industrielle des aciers doux.
- Pour les métaux dont la réaction d'oxydation exothermique ne se développe pas, c'est-à-dire les aciers inoxydables, aluminiums et autres non ferreux, les gaz plasmagène et annulaire sont inertes, le premier choix moléculaire étant l'azote qui a une enthalpie à haute température et un seuil énergétique d'ionisation supérieur à l'argon. Un gaz inerte empêche la formation à haute température d'oxydes, cette fois-ci réfractaires, qui sont nuisibles à la vitesse et à la qualité de coupe. Un gaz plasmagène inerte permet de plus l'usage du tungstène pour les matériaux d'électrodes, qui est le métal le plus résistant à la chaleur. L'ajout d'hydrogène réducteur dans le gaz plasmagène est justifié d'une part pour obtenir des faces de coupe encore plus brillantes en réduisant les traces éventuelles d'oxygène dans le cas de la coupe au mélange N_2-H_2, et d'autre part car l'enthalpie du plasma d'hydrogène est supérieure. Les procédés N_2-H_2 et Ar-N_2-H_2 sont en perte de vitesse en raison du coût de l'hydrogène (seul ou en prémélange), de sa complexité de mise en œuvre, alors que les avantages apportés par rapport aux procédés azote-azote ne sont pas suffisants.

On retient que le choix du gaz utilisé en coupage plasma (plasmagène et annulaire) est finalement déterminé par sa disponibilité industrielle à bas coût, et par le type de réaction chimique, ou d'inertage, que l'on recherche avec le matériau au niveau de la saignée :

- oxygène pour favoriser la combustion des aciers doux,
- azote pour empêcher l'oxydation des aciers inoxydables, aluminiums, et autres non ferreux.

Pour approfondir sur les évolutions technologiques des procédés de coupage plasma, le lecteur pourra lire les introductions de certaines thèses sur le coupage plasma en Français [12][13] [14], et en Anglais [82] ; la monographie sur les procédés de coupage [69] ; l'histoire de la technologie vue par un journal professionnel [84]. Pour notre part, nous approfondirons le rôle de la thermodynamique du gaz plasmagène utilisé sur la constriction aux chapitres 4 et 5.

2.5.2. Durée de vie des électrodes sous oxygène

Collaborations

Equipes AKRYVIA*: Emmanuel Bon, Sébastien Grégoire, Coralie Lu-Minh, (Permanents) ; Hugo Gayrard, Guillaume Richier, Eliott Marquet, Yann Pinal, Robin Tourteau, A. Lelievre (Apprentis et stages Master/Ingénieur)*

Universitaires: *Polytech Nantes : Pascal Paillard, Emmanuel Bertrand ; Centrale Nantes : Gilles Pattée ; LGC Toulouse : Pierre Chamelot, Laurent Massot ; ISCR INSA Rennes : Philippe Castany, D. Rubini*

2.5.2.1. Etat de l'art

L'électrode est une pièce d'usure importante des torches de coupage plasma, dont la fonction de cathode est d'accrocher l'arc et d'injecter les électrons dans le plasma.

Le standard de conception actuel pour les torches de coupage plasma industrielles est une électrode en alliage de cuivre dont la face terminale comporte un insert émissif emmanché. Pour les gaz plasmagènes oxydants en découpe des aciers doux, les plus importants industriellement, le matériau émissif choisi est du hafnium ou du zirconium, selon la priorité donnée respectivement à la durée de vie ou au coût (le hafnium est 10 fois plus coûteux que le zirconium). Ces matériaux exotiques, tous

deux issus de la filière métallurgique des alliages pour l'industrie nucléaire, sont ici choisis en raison des propriétés réfractaires extrêmes de leur oxyde, dont la température de fusion dépasse 2700 °C, et de leur travail d'extraction électronique faible.

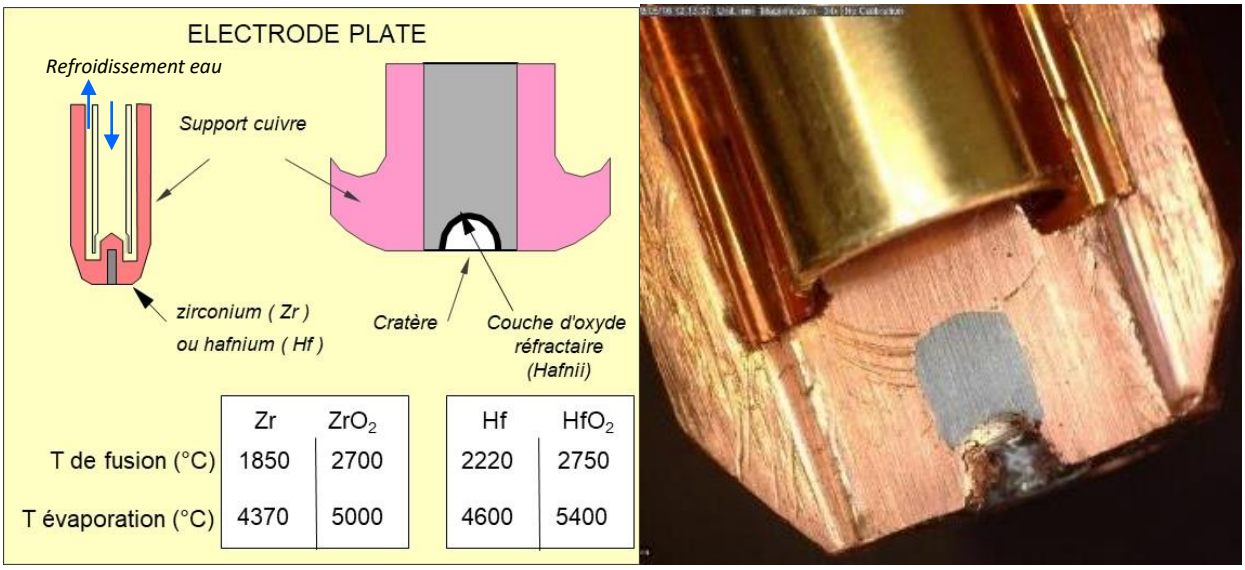


Figure 15 – Schéma et photo de l'auteur d'une coupe d'une électrode à insert hafnium

L'usure progressive de l'électrode est caractérisée Figure 15 par la formation d'un cratère se creusant jusqu'à ce qu'il devienne trop profond par rapport à la face de l'électrode. L'arc commence alors à s'accrocher sur la face en cuivre ce qui conduit à la destruction rapide de l'électrode. La durée de vie des électrodes utilisées dans les torches de coupage plasma est un déterminant majeur du coût d'opération du procédé et un critère important de différentiation concurrentielle. A l'instigation de sponsors industriels, la phénoménologie de l'usure des électrodes de coupage plasma en milieu oxydant a donc fait l'objet de nombreuses études depuis des dizaines d'années, tant technologiques qu'académiques, visant à comprendre et à améliorer leur durée de vie.

On précise d'abord que la surface du cratère à laquelle s'accroche l'arc, et qu'on appelle ici pied d'arc, est une enveloppe sur laquelle circule probablement très rapidement un ou plusieurs spots cathodiques de taille généralement plus petite et par lequel les électrons sont réellement émis avec une densité de courant plus intense que la densité de courant moyenne calculée par rapport à la surface totale du cratère. Ce comportement est lié à la nature principalement thermoélectronique[5] de l'émission des électrons aux cathodes des arcs électriques à pression supérieure à l'atmosphère et est décrit par exemple dans Vacquié & al. [63]. Les vitesses de circulation du spot cathodique sont très rapides devant la constante de temps thermique du matériau de sorte que la température de surface du cratère est peu inférieure à celle du spot cathodique. Colombo & al. montrent par exemple dans l'article de revue [131] des visualisations de l'intensité lumineuse caractérisant le pied d'arc après amorçage qui ne permettent pas de distinguer de spot cathodique, résultats cohérents avec une approche similaire publiée par Long & al. [99].

[5] Voir [63], le terme thermo-ionique est aussi employé dans [97]

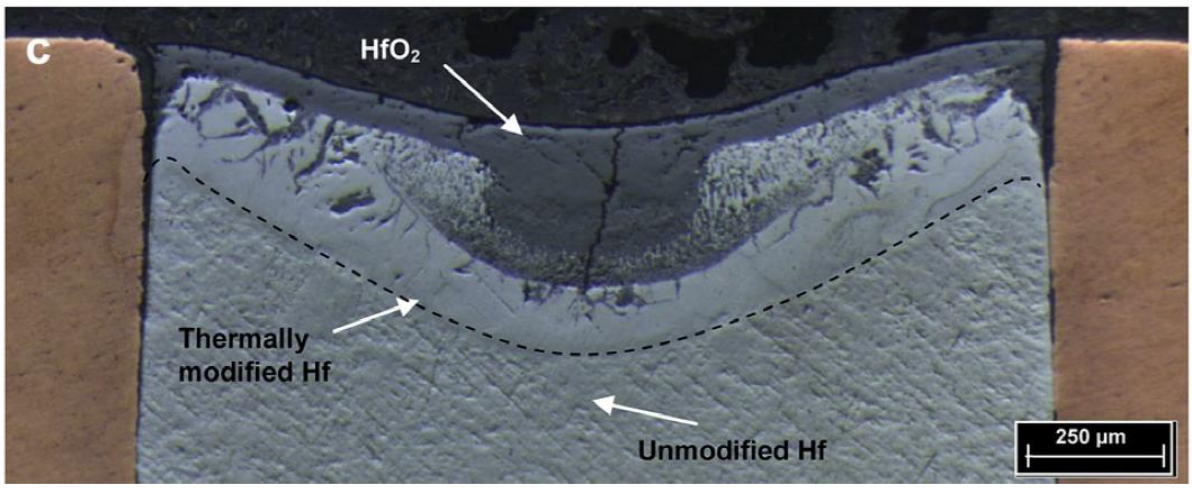


Figure 16 – Exemple de coupe métallographique de la structure sous-jacente d'un cratère d'érosion d'électrode à insert en hafnium utilisé sous oxygène, d'après [101]

Après quelques cycles de fonctionnement, ces électrodes présentent un faciès d'usure typique, constitué d'un cratère recouvert d'une couche d'oxyde de hafnium, i.e. d'hafnii ou d'hafnone (HfO_2).

Les facteurs influençant la vitesse d'érosion de l'électrode, c'est à dire la vitesse à laquelle se creuse le cratère émissif sont de deux natures :

1. Les forces thermomécaniques instationnaires s'exerçant sur le film d'oxyde d'hafnium à l'état liquide sous le pied d'arc conduisant à l'éjection de gouttelettes :
    a. Particulièrement lors des variations de pression et d'intensité lors de l'amorçage et de l'extinction de l'arc, par exemple montré par Tanaka [94] et Zhou [92].
    b. Par centrifugation liée à l'injection en vortex du gaz plasmagène, montré par Nemchinsky & al. dans [95] et [96].
2. L'érosion en régime stationnaire, par évaporation du matériau à la surface du bain liquide, dont plusieurs descriptions détaillées existent, par exemple par Ghorui en 2016 [103].

Le consensus scientifique actuel est que la cause principale de l'érosion est le mécanisme d'éjection de gouttelettes ce qui a conduit à développer des cycles optimisés d'amorçage et d'extinction, par exemple dans le brevet Couch [87]. Au-delà de la durée de vie de l'électrode, ces pertes de gouttelettes ont un impact négatif sur la qualité de coupe car on retrouve les gouttelettes d'hafnium, centrifugées par l'écoulement vortex du gaz plasmagène, sur les parois de la tuyère. Cet endommagement par dépôt de la paroi de la tuyère aval conduit à une perte de la performance de qualité de coupe avec le temps, et une usure prématurée de la tuyère, cf. Peters [93]. Certains fabricants proposent [90] des inserts avec préforme de cratère usiné pour diminuer la projection d'hafnium, en particulier au premier amorçage. En effet, les études de durée de vie des électrodes publiées par exemple dans [94] montrent aussi un taux d'érosion différencié selon l'âge de l'électrode pour des cycles de découpe identiques :

- Erosion accélérée les quelques premiers amorçages durant lesquels le cratère prend forme
- Erosion à taux constant pendant la plus grande partie de la durée de vie de l'électrode, pendant laquelle le cratère se creuse linéairement
- Erosion en accélération constante jusqu'à ruine de la face de l'électrode en quelques dizaines de cycles en fin de vie lorsque l'arc commence à s'accrocher sur le cuivre.

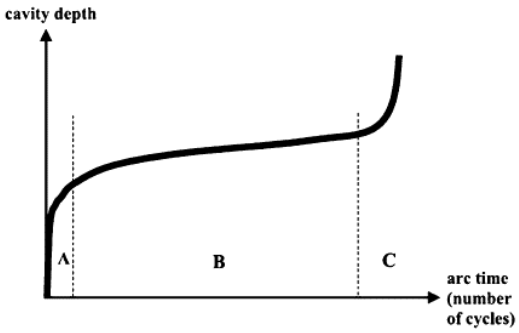


Figure 17 – Courbe typique d'érosion, d'après Nemchinsky [97] .

On considère habituellement que l'électrode est usée quand la profondeur du cratère atteint le diamètre du pion. Concernant l'accélération de l'usure en fin de vie de l'électrode, le consensus est que l'arc commence à s'accrocher sur le cuivre : le pied d'arc « déborde » de son cratère. Certains constructeurs ont proposé un chemisage en argent du pion d'hafnium permettant de repousser le seuil de fin de vie, c'est à dire d'augmenter la profondeur du cratère jusqu'à laquelle l'électrode peut fonctionner. Le constructeur Hypertherm prête l'effet du chemisage aux meilleures propriétés thermiques de l'argent, alors que le fabricant ESAB prétend que l'effet est lié aux meilleures propriétés d'émissivité électronique de l'argent par rapport au cuivre [88].

Colombo & al. ont pour leur part observé dans [131] que l'intensité du vortex (estimée par CFD) était corrélée favorablement à une amélioration du seuil d'usure (mesuré expérimentalement par la profondeur de cratère) catastrophique en permettant au pied d'arc, mieux constricté, de descendre plus profondément dans son cratère avant de s'accrocher sur la face de l'électrode. Nos propres études sur l'influence de l'intensité du vortex sur la durée de vie de l'électrode confirment les propos de Colombo [131] :

- Effet défavorable sur le taux moyen d'érosion, qui augmenta avec le vortex
- Effet favorable repoussant la fin de vie de l'électrode en permettant de confiner le pied d'arc sur cratère jusqu'à des profondeurs de cratère plus élevées.

Nos observations, cf. Figure 18,montrent en complément que le mécanisme d'augmentation du taux d'usure par le vortex est un accroissement de l'éjection de gouttelettes depuis le bain d'hafnii liquide par centrifugation, en particulier en début de vie de l'électrode.

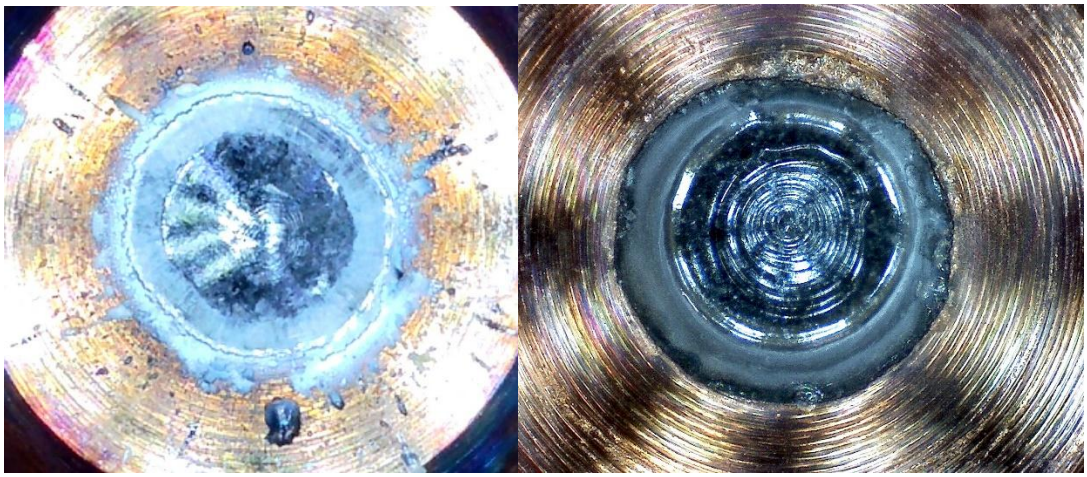


Figure 18 – Faciès de cratère d'électrode en hafnium usée après 1 (un seul) amorçage. A gauche, vortex plus important qu'à droite (angle des canaux d'injection par rapport à un rayon 50° vs 15°).

2.5.2.2. Etude de la thermique de l'électrode

Après avoir confirmé les résultats de l'état de l'art lors d'études expérimentales menées sur le banc d'essai qui sera décrit en section 2.6.1., nous avons développé une approche originale pour la thermique de l'électrode. L'objectif est de concevoir une électrode à haut flux de refroidissement, permettant de diminuer la température de surface exposée au plasma, et donc l'épaisseur de film liquide, potentiellement jusqu'à une épaisseur nulle. Nous avons posé l'hypothèse que plus la couche liquide est fine, et plus cette couche est stabilisée par les forces de tension de surface (capillarité), et donc susceptible de résister aux forces d'arrachement et de cisaillement imposées par l'écoulement, le plasma et les variations de pression. Dans le cas où l'état solide ne pourrait pas être atteint, la diminution de l'épaisseur du film liquide diminuera tout de même la probabilité d'éjection de gouttelettes par augmentation du ratio entre les forces de tension de surface stabilisatrices et les forces dynamiques déstabilisatrices induites par l'écoulement, qui définit le nombre de Kapitza [106].

Quelques mesures expérimentales de température de surface de pion émissif en fonctionnement disponibles dans la littérature (e.g. 3300 °C dans [98] , 3200 à 4000°C dans [99]), indiquent que la température de surface de l'hafnii est intermédiaire entre son point de fusion et son point de vaporisation, accréditant l'idée d'une interface liquide en équilibre avec sa pression de vapeur saturante, mais non bouillante. Ce point explique probablement que l'usure par évaporation soit faible en comparaison à l'usure par éjection de gouttelettes liquides. On peut donc considérer que les isothermes extrêmes délimitent néanmoins la zone d'hafnii liquide et permettent d'être utilisées comme une condition limite de température pour étudier la thermique de de l'électrode.

Nous avons ainsi développé un outil de simulation 0D basé sur des éléments solides de forme simplifiée de résistance thermique connue. On rappelle qu'entre chaque nœud de température (en noir Figure 19), la différence de température est proportionnelle à la puissance thermique qui traverse l'élément de résistance thermique R_{th}, selon $\Delta T = R_{th} \times P_{th}$.

Nous avons aussi développé des simulations thermiques 2D et 3D de complexité successive :

- Avec prise en compte de coefficients variables avec la température pour les matériaux (effet significatif)
- Avec prise en compte de l'effet Joule dans l'électrode, y compris avec résistivité des matériaux variables avec la température (hétérogène), dont l'effet est négligeable.
- Avec calcul couplé de l'électrostatique dans la torche (CFD) et l'électrode (thermique solide)

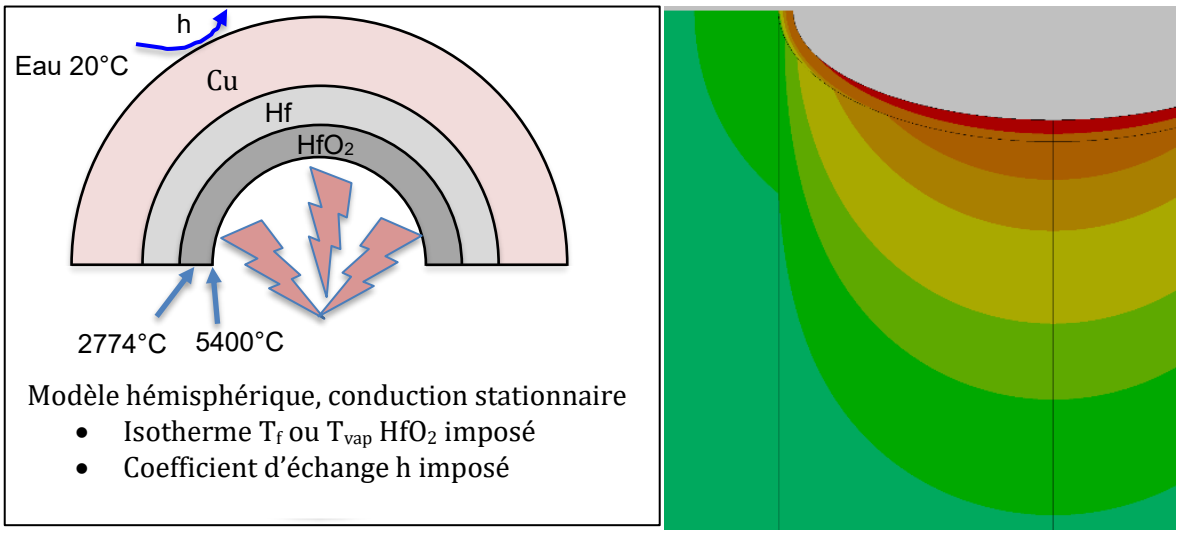


Figure 19 – A gauche : Schéma de principe du modèle thermique 0D. A droite, simulation du champ de température local autour du cratère et dans le pion.

Les méthodes de simulation thermique ont été validées par des mesures calorimétriques sur la torche et des mesures des températures à la surface de l'électrode par peinture thermosensible.

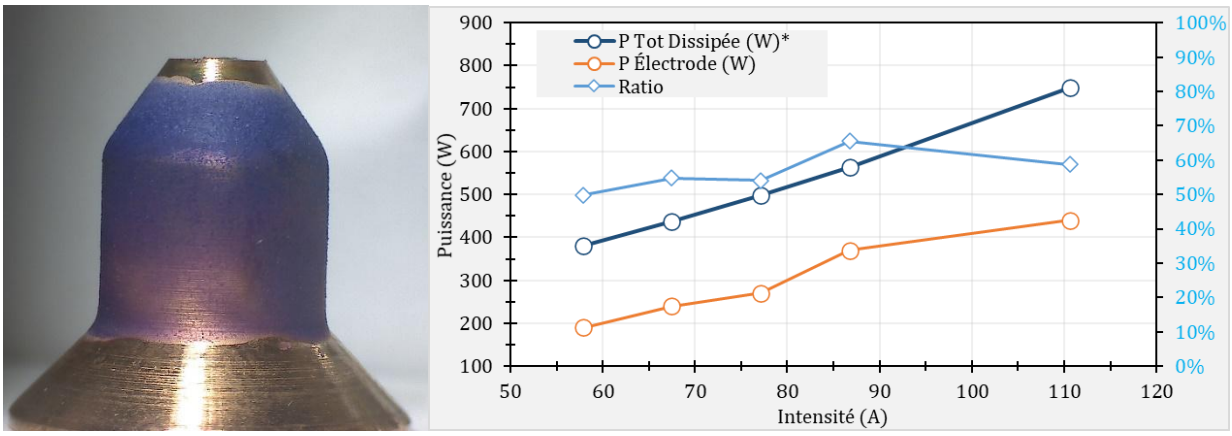


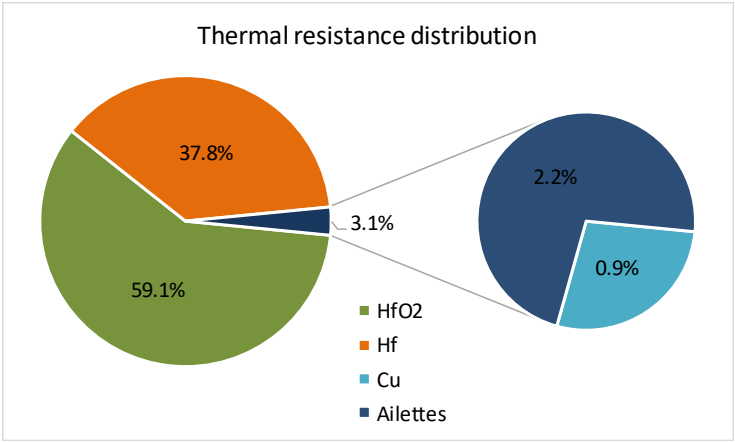
Figure 20 – A gauche : gradient de couleur de peinture thermosensible sur une électrode après essais. A droite : Puissance thermique dissipée à l'électrode en fonction de l'intensité calculée part méthode inverse et assimilation à partir des mesures expérimentales de température et de calorimétrie.

En régime stationnaire, la conductivité thermique des matériaux détermine le profil de température dans l'électrode. Or il y a Tableau 6 une grande différence entre les trois couches traversées par le flux de chaleur : le cuivre est 20 fois plus conducteur de la chaleur que l'hafnium, qui est lui-même 10 fois plus conducteur que son oxyde HfO_2.

Propriétés à 20°C		**Cu**	**Hf**	**HfO_2**
Température de fusion	°C	1084	2220	2774
Température de vaporisation	°C	2562	4600	5400
Conductivité thermique	$W\ m^{-1}\ K^{-1}$	390	18.4	**1.67**
Masse volumique	kg/m^3	8.96	13.3	9.68

Tableau 6 – Sélection de propriétés des matériaux utilisés

Les études menées avec ces modèles thermiques montrent que la distribution des résistances thermique des trois couches est très différenciée.



Couche	***R_{th} (K/W)***
HfO_2	*5.66*
Hf	*3.62*
Cu	*0.083*
Ailettes	*0.215*
Total	***9.58***

Figure 21 – Exemple de distribution des résistances thermiques dans une électrode classique de coupage plasma

Figure 21, on voit par exemple que la résistance thermique de la partie « radiateur » de l'électrode, c'est-à-dire la partie en cuivre et les ailettes d'échange avec l'eau de refroidissement ne compte que pour 3.1% de la résistance thermique totale, qui se situe principalement dans la couche d'hafnii et d'hafnium proches du cratère. Pour améliorer le refroidissement de l'électrode et réduire l'épaisseur de la couche d'oxyde, il faut donc en priorité diminuer l'épaisseur de la couche d'hafnium sous-jacent.

2.5.2.3. Etude de la métallurgie sous cratère

Une fois établi que les fines épaisseurs d'hafnium et d'hafnii sous le cratère jouaient un rôle prépondérant pour la thermique, nous avons naturellement cherché à mieux comprendre la structure et les mécanismes d'érosion dans la phase condensée de l'électrode, c'est-à-dire le mécanisme de formation et de croissance de la couche d'hafnii.

En collaboration avec Emmanuel Bertrand à l'Institut des Matériaux de Nantes ([108] non publié), nous proposons ainsi une description fine du feuilleté d'espèces métallurgiques sous le cratère des pions en hafnium.

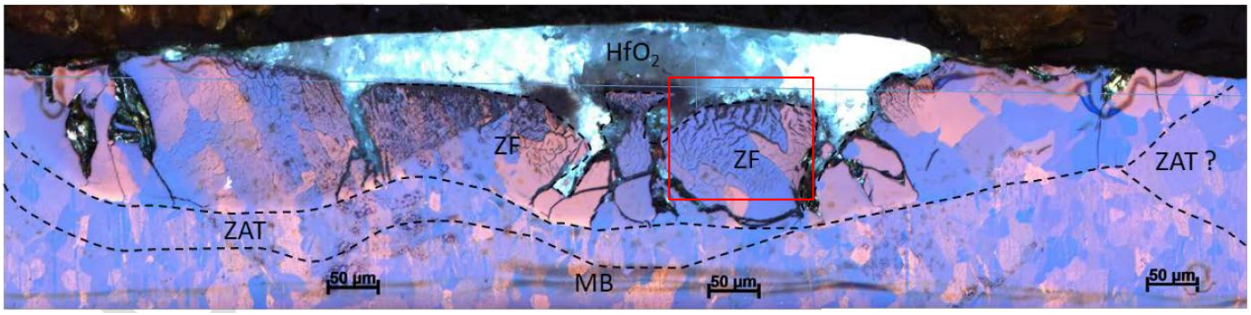


Figure 22 - Coupe métallographie après polissage et attaque chimique sous microscope en lumière polarisée d'une zone sous-cratère de pion en hafnium après un seul amorçage sous O_2, d'après [108].

La Figure 22 présente la structure métallographique sous cratère ; la surface côté plasma est en haut et le côté métal de base en hafnium est en bas. La surface du cratère est légèrement convexe, et non concave, car il s'agit d'une électrode ayant subi un seul amorçage, donc ayant perdu peu de matière, or l'oxyde d'hafnium est moins dense que le métal de base, et est donc saillant. On distingue sur l'image, depuis la surface vers le métal de base :

- La couche de HfO_2 pur fondue resolidifiée, visible en blanc (c'est une céramique)
- Une zone fondue resolidifiée (ZF) avec des veines complexes de couleur variant du blanc au noir ressortant sur un fond de grains métalliques cristallins de taille supérieure aux veines. Nous confirmons ainsi la présence de cette zone fondue resolidifiée sous la couche de HfO_2 liquide, qui avait été pour la première fois identifiée par Rotundo & al. en 2012 [101], et dont on complète l'analyse.
- Une zone affectée thermiquement (ZAT) de tailles de grains supérieure à ceux du métal de base (MB).

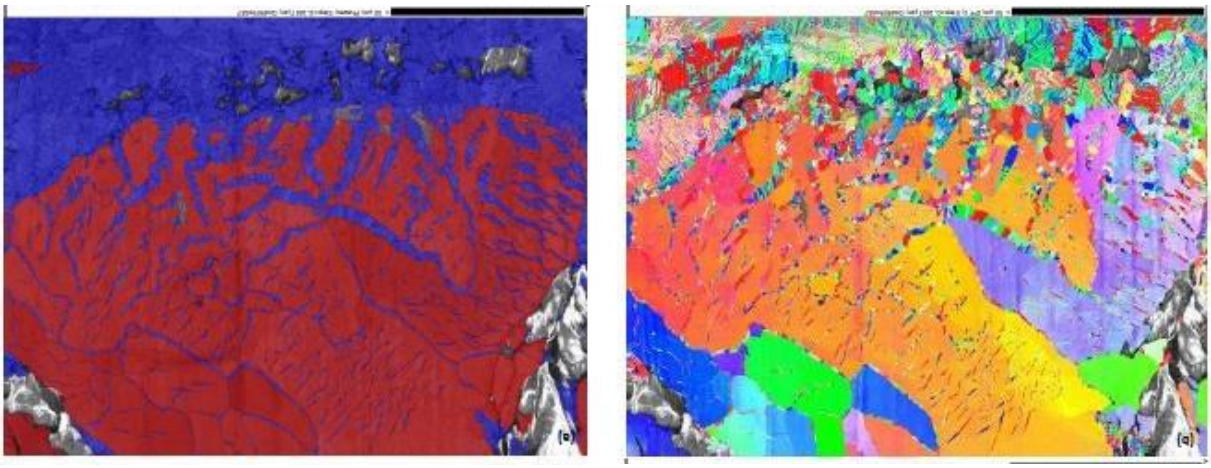


Figure 23 -Cartographie EBSD (Electron backscatter diffraction) à fort grandissement de la zone de resolidification (encadré rouge de la Figure 22) : cartographie de phases (a) et d'orientation cristallographique (b), d'après [108].

Dans une zone sélectionnée de la zone fondue resolidifiée (ZF) encadrée en rouge Figure 22 et agrandie Figure 23 ci-dessus, on observe que les veines noires observables en microscopie optique sont d'HfO_2 séparée de la phase Hf, respectivement en rouge (Hf) et bleu (HfO_2) dans l'image (a) de la Figure 23. Dans l'image (b), on montre que la phase HfO_2 est quasi-amorphe, d'orientation cristalline fragmentée, et se développe non seulement entre les grains cristallins de Hf mais aussi au sein d'un même grain, grains détourés sur l'image par leur coloration selon l'orientation cristalline.

Un dosage de l'oxygène dans cette zone fondue (ZF) a montré que la phase Hf était saturée en oxygène dissout. L'image de gauche dans la Figure 24 montre donc que le taux de présence moyen (macroscopique) de phase HfO_2 diminue progressivement (du rouge vers le bleu) à mesure qu'on s'éloigne du cratère. L'étude du diagramme de phase Hf-O_2 [109] montre par ailleurs l'existence d'un eutectique [111] à 4 %O_2 en masse, de température de fusion 2200 °C, légèrement inférieure à celle du métal Hf non oxygéné.

Les fines veines de HfO_2 distribuées dans un grain de Hf visibles Figure 23 forment ainsi une solution solide [110] de composition eutectique, composée des deux phases distinctes Hf et HfO_2 qui se sont séparées à l'échelle microscopique (i.e. au sein du grain) lors de la re-solidification du mélange eutectique en phase homogène à l'état liquide, et dans lequel s'établit le gradient de teneur en oxygène. A chaud, la présence de cette phase eutectique liquide n'est pas exclusive de la présence éventuelle d'une zone à deux phases (mushy zone en Anglais) composée de hafnium liquide saturé en oxygène et de grains d'oxydes solides. On propose donc que le mécanisme dominant de propagation de l'érosion dans la matière condensée sous cratère est la diffusion de l'oxygène dans une phase liquide de composition eutectique. En effet, la vitesse de diffusion de l'oxygène en phase Hf liquide est au moins un ordre de grandeur supérieur à celle dans le solide, tel qu'attesté par les dosages d'oxygène, qui présentent un saut à l'interface entre la zone fondue et le métal de base. Le front de la phase liquide se propage ainsi par abaissement du point de fusion lors de formation de l'eutectique.

Nous avons aussi expérimenté une électrode en cuivre dont la face émissive était recouverte d'une couche de zircone (ZrO_2) déposée par projection thermique. La couche de zircone obtenue par ce procédé était trop poreuse et/ou trop fine (80 µm) et a été percée dès le premier amorçage plasma (Figure 24).



Figure 24 –Electrode plasma avec dépôt de zircone après essai sous arc. Photo de l'auteur.

Pour préparer la réalisation d'électrodes à insert émissif en hafnium de forme optimale, nous avons encore testé la faisabilité du dépôt électro-chimique d'hafnium en bains de sels fondus à haute température, en collaboration avec Pierre Chamelot et Laurent Massot de l'équipe électro-métallurgie du Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse ([107], non publié). L'étude a mis en évidence une vitesse de diffusion du cuivre dans l'hafnium à l'état solide inconnue dans la littérature scientifique, de vitesse proche de celle de la croissance de la couche d'hafnium, et qui crée une couche d'intermétalliques d'épaisseur proche de celle du dépôt. La vitesse de diffusion différentielle des espèces Cu et Hf crée des porosités par effet Kirkendall [113], le niveau important de porosités observé rendant le dépôt trop peu adhérent.

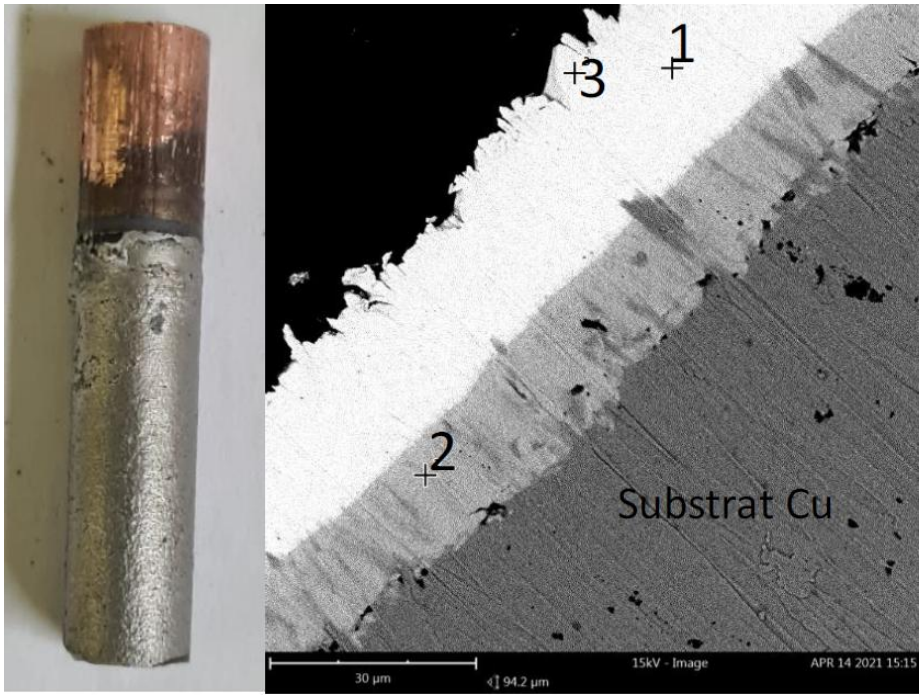


Figure 25 -A gauche, photo de l'électrode de cuivre après dépôt. A droite, caractérisation au microscope électronique à balayage (MEB) de l'électrode de Cu, d'après [107]. En blanc : couche de Hf ; En gris clair : couche d'intermétallique Hf-Cu ; En gris foncé : substrat Cu ; les porosités apparaissent en noir dans l'intermétallique et à l'interface de celle-ci avec le Cu.

L'utilisation de matériaux à faible travail d'extraction électronique pour le dopage d'électrodes en tungstène a montré une amélioration de leur durée de vie [104]. Une étude de faisabilité d'élaboration d'un nouvel alliage métallique d'hafnium dopé au Lanthane a été réalisé en collaboration avec l'équipe de Philippe Castany à l'Institut des Sciences Chimiques de Rennes à l'INSA ([112], non publié). Cette étude a permis de fabriquer un pseudo-alliage d'hafnium avec des inclusions d'oxyde de lanthane, avec la teneur spécifiée et une bonne homogénéité. Plusieurs difficultés demeurent néanmoins à surmonter, comme la fragilité du matériau obtenu, et la difficulté à solubiliser dans l'hafnium le lanthane dans un état non-oxydé en raison de sa forte affinité pour l'oxygène. La performance de cet alliage sur la durée de vie des électrodes n'a pas pu être testée.

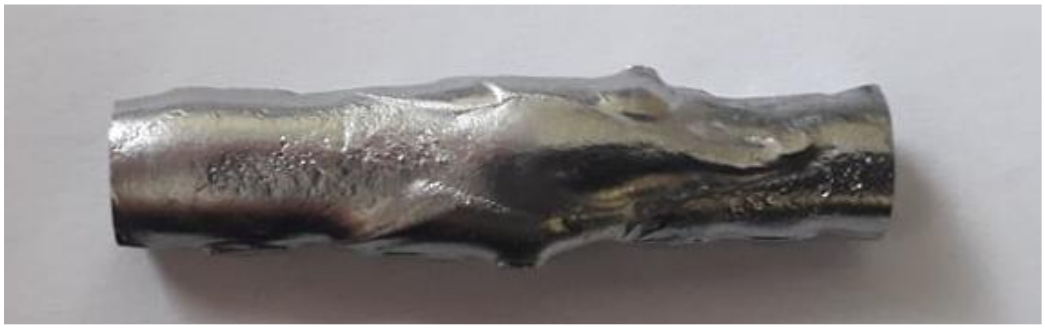


Figure 26 – Barreau de pseudo-alliage d'hafnium à 1% de lanthane obtenu au laboratoire ISCR par fusion de poudres en four sous vide à lévitation magnétique, d'après [112].

2.5.3. Répétabilité et dissymétrie de découpe

Collaborations

***Equipes AKRYVIA**: Emmanuel Bon, Marc Chantrel, Nicolas Godinaud, Alexis Maurin (Stage INSA Rennes)*

***Universitaires:** LAPLACE Toulouse : Pierre Freton, Jean-Jacques Gonzalez ; M2P2 Marseille: Pierre Boivin*

Parmi les procédés de découpe thermique, le coupage plasma est plus sujet à certains problèmes de qualité de coupe que le laser ou l'oxycoupage. Parmi les défauts présentés Figure 9, la formation de bavures ou de morfil sous la saignée est par exemple commune aux trois procédés, alors que deux problèmes de qualité de coupe sont en revanche spécifiques au plasma :

- une découpe dissymétrique, dont une rive présente un angle de dépouille supérieur à l'autre,
- une mauvaise répétabilité de la qualité de coupe. Comme la dissymétrie, ce défaut est un défaut de forme du chant coupé, qui se traduit la plupart du temps par une variation de l'angle moyen de la saignée.

2.5.3.1. Etat de l'art : effet du vortex

La dissymétrie de saignée est une spécificité bien connue du coupage plasma industriel. Il est ainsi possible d'obtenir avec les procédés plasmas industriels des chants de saignée perpendiculaires à la surface de la tôle comme présenté Figure 1, mais d'un seul côté. De l'autre, il y a toujours une dépouille significative d'au moins quelques degrés. Le consensus industriel et scientifique est aujourd'hui que celle-ci est causée par l'injection en vortex du gaz plasmagène.

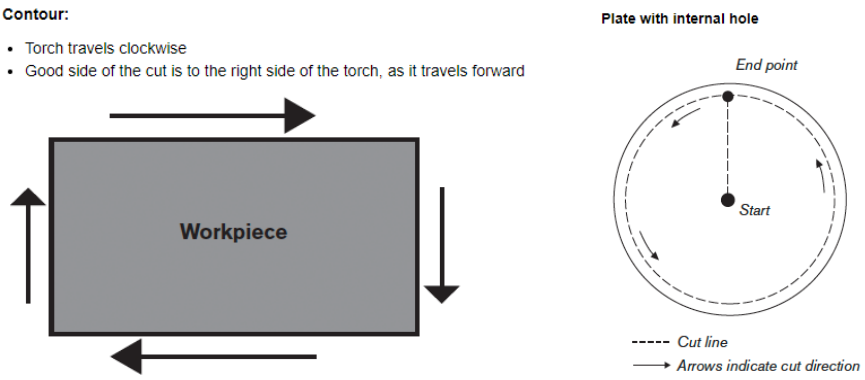


Figure 27 – Recommandations du choix de direction de coupe pour un vortex à sens de rotation horaire, d'après [115]. Le côté de la saignée à conserver (pièce) est toujours rive droite par rapport au sens de découpe, la rive gauche étant à laisser sur la chute.

La communication de tous les industriels mentionne la présence d'un angle de dépouille accru du coté rive gauche avec un vortex injecté dans le sens des aiguilles d'une montre (sens de rotation du gaz vue de dessus avec la tôle en bas).

Différentes interprétations physiques ont été proposées pour expliquer la relation de cause à effet entre vortex et asymétrie de coupe.

- Nemchinsky, dans un article de revue[121] (2006), indique que les coupes avec swirl sont « toujours dissymétriques » et suggère que la dépouille la plus prononcée se situe sur la rive « broutante », où la vitesse azimutale dans le jet plasma est de direction opposée à la vitesse de défilement du flanc de saignée, alors que la dépouille est moindre sur la rive « roulante », où les vitesses sont dans la même direction.

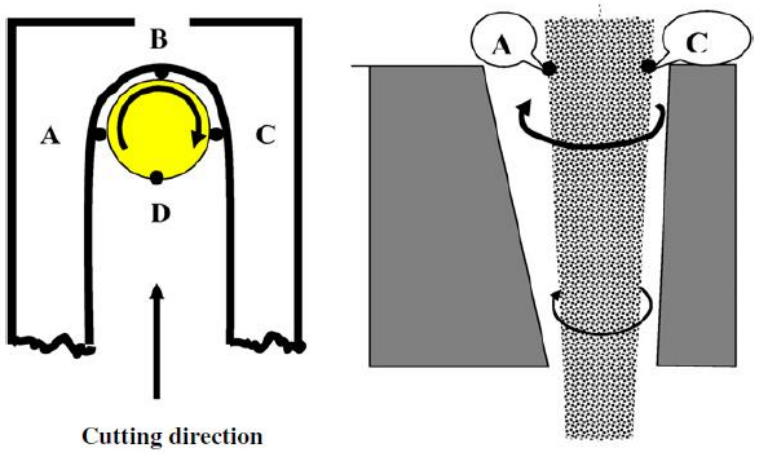


Figure 28 – Schéma explicatif de la dissymétrie de coupe selon Nemchinsky [121] : le côté rive gauche de la saignée (A) est plus creusé que le côté (C)

- Kusumoto, dans un article [126] de 1999 sur la qualité de découpe en oxygène avec injection swirlée, ne mentionne pas de dissymétrie entre les faces de coupe, et les images de section de saignée présentent des légers biais pouvant se trouver d'un côté ou de l'autre.
- Dans l'étude [116], aucune observation expérimentale n'est proposée pour corréler la rive la plus angulée avec le sens de rotation du vortex malgré un rappel de l'attribution d'un côté avec plus de dépouille au vortex faite en introduction.
- Une étude de 2010 (Wang & al. [119]) montre une dissymétrie de coupe toujours orientée dans le même sens, conforme au consensus.
- Dans un travail de thèse sur la qualité de coupe [123] , Osterhouse indique *"Due to the swirl component of the plasma flow, there is asymmetry in the kerf and the two sides are not identical.*

This gives rise to a "good side" and a "bad side", where cutting must be performed in the correct direction so the good side is on the finished part and the bad side is on the scrap metal. The physical processes underlying this asymmetry, however, are unknown. »

En résumé, la communauté industrielle et académique du coupage plasma semble tenir pour acquis la présence d'une rive avec plus d'angle de dépouille d'un coté en raison du vortex, mais sans consensus sur sa phénoménologie.

Certaines recommandations industrielles comme [122] proposent aussi une explication énergétique au défaut de perpendicularité du chant coupé, qui s'expliquerait par une quantité d'énergie libérée dans la saignée différente selon la distance à la sortie de la torche à laquelle on positionne la tôle, cf. Figure 29.

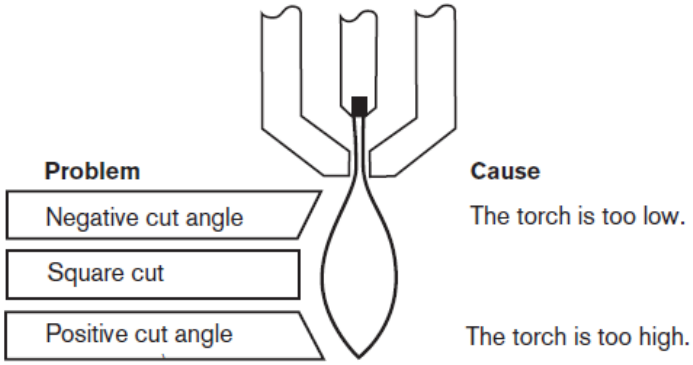


Figure 29 – Schéma explicatif de l'angle de chant coupé d'après [122].

2.5.3.2. Répétabilité

La non-répétabilité en découpe plasma est par exemple décrite dans [124], qui présente des sections de saignée avec des angles de dépouilles variables d'un essai à l'autre.

Dans une série d'articles [116][117][118], l'équipe de l'Université du Minnesota publie des caractérisations strioscopiques, spectroscopiques et de qualité de coupe et propose comme source principale de non-répétabilité de la coupe plasma une asymétrie dans le jet plasma, elle-même possiblement provoquée par différentes causes comme un mauvais alignement de l'électrode et de la tuyère, l'usure des consommables, le mélange turbulent avec le gaz annulaire de nature différente du gaz plasmagène.

Yamagushi [125] pose dans un article original l'hypothèse que l'arc peut être soufflé par des champs magnétiques présents dans des tôles ferromagnétiques. Il observe expérimentalement l'apparition de « double arcing » dans la tuyère induite par champ magnétique de 140 mT, et une dégradation conséquente de la qualité de coupe.

Sans directement étudier la répétabilité de découpe, Wang ([127], [128], [129]) conclut d'observations expérimentales que l'application d'un courant pulsé permet d'améliorer la rigidité de l'arc dans la saignée, et la qualité de coupe.

2.5.3.3. Résumé des travaux et conclusions

Nous proposons d'abord un commentaire général sur la spécificité des problèmes de qualité de coupe plasma par rapport à ses deux concurrents.

- En découpe laser, le transport de l'énergie se fait de façon directionnelle par un flux de photons cohérents insensibles aux forces mécaniques, qu'elles soient aérodynamiques ou de

réaction des parois de la saignée, aux pertes par diffusion thermiques tant que le chemin optique est libre, et aux champs électriques ou magnétiques. Le lieu et l'axe du dépôt de chaleur dans la saignée sont donc maintenus en laser indépendamment de l'écoulement du gaz d'assistance et du métal liquide. La thermique et la mécanique des fluides sont donc découplées. Même dans le cas où les vapeurs métalliques issues du front de saignée s'ionisent et forment un plasma induit par laser (cf. 2.2), ce plasma reste confiné dans la caustique du faisceau, sauf dans le cas où le faisceau laser pourrait avoir été significativement absorbé par le plasma avant d'intercepter le bas de saignée.

- Le découplage entre la mécanique des fluides et l'apport de chaleur est aussi largement avéré en oxy-coupage. En effet, l'apport de chaleur par oxydation exothermique du fer (voir 3.2.4) se fait dans le film de métal liquide en écoulement, au niveau du front de coupe. Le cisaillement apporté par l'écoulement est donc aussi largement indépendant du dégagement de chaleur.

Dans les deux cas du laser et de l'oxycoupage, la chaleur nécessaire à la fusion est donc apportée directement à la surface du front de saignée, ou à sa proximité immédiate. La température du jet de gaz d'assistance qui chasse le métal fondu par cisaillement du film de métal liquide reste « froide » à cœur. En l'occurrence, le gaz d'assistance est chauffé par le front de saignée à température du métal en fusion.

En coupage plasma en revanche, le jet de plasma chaud apporte en même temps la chaleur nécessaire à la fusion et la quantité de mouvement pour le soufflage du bain liquide. Cette explicitation 1) de modalités physiques d'apport de l'énergie très différentes entre les trois procédés et 2) de gradients thermiques entre le jet de gaz et la tôle inversés entre laser et oxy-coupage d'une part, et plasma d'autre part, nous a incités à explorer les facteurs d'échelles énergétiques du coupage plasma en comparaison à ceux du laser et à la puissance d'oxydation présentés au chapitre 3.

Nous avons ensuite cherché des corrélations entre les défauts de forme de saignée et les paramètres de coupe. Ces plans d'expérience nous ont d'abord permis de montrer, Figure 30, qu'il était possible de faire apparaitre en découpe plasma des défauts d'angle macroscopique de saignée très importants, nettement supérieurs au défaut de dépouille.

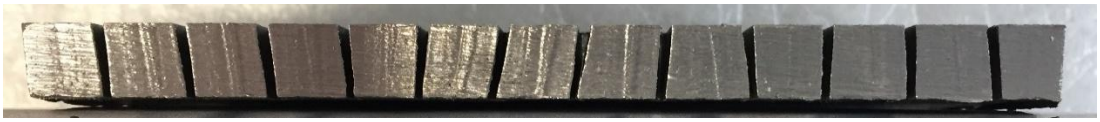


Figure 30 – Exemple de coupe de tôle avec plusieurs sections transverses de saignée présentant des défauts de biais variables, certains très importants, mais un défaut de dépouille très faible. Photo de l'auteur.

On propose donc une segmentation plus fine de la typologie des défauts de forme, qui distingue :

- Le défaut de dépouille, défini par une largeur de saignée différente entre les deux faces de la tôle, généralement plus importante en haut qu'en bas.
- Le défaut de biais, caractérisant la dissymétrie de coupe, et défini comme un écart de perpendicularité entre l'axe médian de la saignée et la surface de la tôle.

En accord avec la littérature, l'analyse statistique des défauts a montré que le vortex était un paramètre influent sur les défauts de forme. En revanche aucune des interprétations de causalité directe entre vortex et défaut de forme n'est selon nous satisfaisante.

- Nous avons en effet montré qu'il était possible d'obtenir des défauts de biais avec une injection axiale du gaz, sans aucun vortex.
- Nous avons aussi montré, e.g. Figure 31, qu'avec un vortex faible, le défaut de biais pouvait être d'un côté ou de l'autre de la perpendiculaire, tout en ayant une distribution statistique

(sur un échantillon incluant de nombreux essais) centrée d'un côté précis, en accord avec la littérature industrielle et académique.

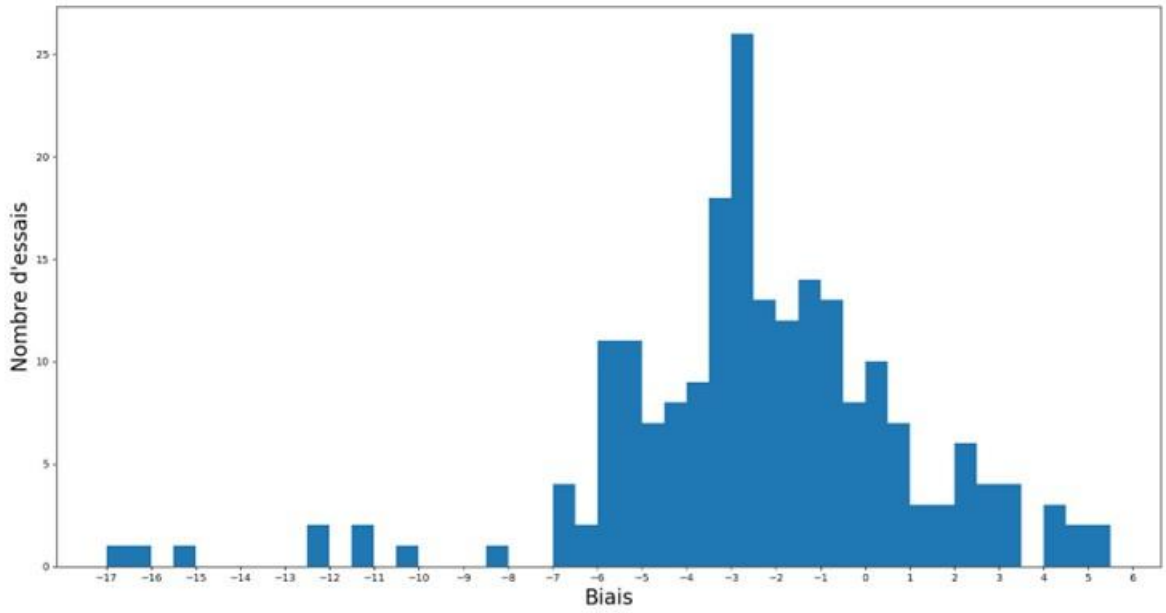


Figure 31 – Exemple de distribution statistique de l'angle de biais, par pas de 0.5°.

Dans une configuration de découpe produisant des biais de coupe importants, nous avons recherché expérimentalement (dispositif en Figure 32) si un champ externe de nature électrostatique ou magnétique, dans l'objectif de reproduire les résultats de [125], pouvait être la cause du défaut de biais.



Figure 32 – Dispositifs expérimentaux pour l'étude de l'influence de champs externes : A gauche, de l'effet d'un champ magnétique permanent. A droite, effet du champ électrostatique en modifiant la position de la coupe par rapport au retour du courant au générateur (trou central fileté sur lequel était vissé la cosse de masse)

L'ordre de grandeur du champ magnétique auto-induit dans un arc plasma de coupage de 100 A est de 10 mT au niveau du diamètre de la colonne. Aucun effet sur l'arc ou le défaut de biais n'a été observé en imposant dans la saignée un champ magnétique permanent externe estimé entre 10 et 100 mT (du même ordre de grandeur que dans [125]), dans différentes orientations par rapport à la découpe.

Aucune corrélation n'a été observée non plus entre le défaut de biais et la position du retour de masse par rapport à la saignée.

Nous avons aussi testé l'effet sur le biais de défauts contrôlés des consommables, par exemple des canaux de tuyère amont ou aval asymétriques, ainsi que des défauts de perpendicularité de la torche par rapport à la tôle. Si certaines séries de reproductibilité du biais ont parfois pu être observées, nous n'avons pas pu démontrer d'influence statistique d'un de ces défauts sur l'orientation du biais.

A l'issue des différentes études résumées dans ce chapitre sur la qualité de coupe, nous proposons aujourd'hui une interprétation originale des défauts de forme spécifiques de la découpe plasma, en dissociant le défaut de dépouille du défaut de biais.

- Nous concluons, en accord avec la littérature, que le défaut de dépouille est très probablement d'origine énergétique, c'est-à-dire qu'il est lié à la baisse de l'énergie thermique disponible dans le jet plasma entre l'entrée et la sortie de saignée, au fur et à mesure que celui-ci perd de la chaleur avec la tôle. Ce défaut est directement contrôlé par la densité de puissance du plasma et la vitesse de coupe, c'est à dire qu'on peut obtenir des saignées de dépouille nulle en diminuant la vitesse de coupe ou en augmentant la densité de puissance moyenne de la colonne d'arc.
- Contrairement au consensus de la littérature, nous montrons que le vortex n'est pas la cause physique du défaut de biais, mais que le vortex oriente statistiquement le biais d'un côté préférentiel. Nous montrons ainsi que l'utilisation de vortex d'intensités élevées permet de contrôler industriellement les défauts de forme de saignée en réduisant la dispersion du défaut de biais, positionné toujours d'un côté, mais au prix d'une dépouille importante et d'une perte d'efficacité énergétique du procédé car cela impose une saignée large.
- Nous pensons aussi avoir écarté trois hypothèses phénoménologiques pour la cause racine unique du défaut de biais : un défaut de symétrie axiale du jet, un effet d'un champ électrostatique, ou un effet d'un champ électromagnétique.
- Finalement, nous suggérons que la recherche de l'origine physique du défaut de biais devrait se concentrer sur la compréhension d'éventuelles instabilités thermo-hydrauliques de l'écoulement de film du métal liquide dans la saignée en interaction avec le jet plasma. On recherchera en particulier des mécanismes de bifurcation chaotique de l'écoulement dans la saignée. On entend par bifurcation chaotique qu'une petite asymétrie de l'écoulement de métal liquide en haut de saignée, créée par une cause potentiellement multiple et difficile à isoler (vortex, champs magnétiques, défaut d'angle de torche, de symétrie axiale du jet à cause des consommables, de propriétés du matériau, …) est ensuite fortement auto-amplifiée par un phénomène dans le film liquide restant à décrire, peut-être en interaction avec le jet plasma et/ou le pied d'arc anodique. Nous proposons pour appréhender ce sujet de mobiliser en parallèle des méthodes d'imagerie rapide de la saignée et des modèles CFD couplant le jet plasma à l'écoulement de métal en fusion, qui restent développer.

Nous décrivons dans le chapitre 6 suivant les installations de coupage plasma, et les moyens de mesure et de diagnostic utilisés pour étudier le procédé.

2.6. Installations et mesures

Collaborations

Equipes AKRYVIA : *Emmanuel Bon, Marc Chantrel, Sébastien Grégoire, Philippe Hérault, Eric Leroy, Coralie Lu-Minh, André Migliati-Lév (Permanents) ; I. Krari, A. Lelievre (Apprentis)*

Universitaires : *LAPLACE Toulouse (imagerie et spectroscopie) : Pierre Freton, Jean-Jacques Gonzalez, Yann Cressault, Philippe Teulet, Laurence Girard (doctorante) ; EM2C Centrale Paris (sonométrie, imagerie et ombroscopie) : Sébastien Candel, Daniel Durox, Philippe Scouflaire.*

2.6.1. Installations expérimentales

On décrit les deux grands types d'installations sur lesquelles on a conduit les expérimentations.

Une machine de coupage thermique (plasma, laser, oxycoupage) est généralement constituée d'axes motorisés pilotés par une commande numérique permettant de déplacer la torche par rapport à la tôle à découper. Des formes quelconques peuvent ainsi être réalisées en modifiant le programme pièce, contrairement au poinçonnage à la presse qui nécessite un outil par géométrie de pièce. En coupage plasma comme sur la machine d'essai présentée Figure 33, l'axe vertical qui contrôle la distance de la torche à la pièce est asservi en position par rapport à la mesure de la tension d'arc, ce qui permet de maintenir la hauteur de coupe constante sur de grandes distances malgré les défauts géométriques de la machine et la déformation de la tôle.



Figure 33 – Machine d'essais de coupage plasma et torche en fonctionnement.

Pour étudier plus facilement le jet plasma sur des durées longues sans devoir découper beaucoup de matière, par exemple lors de la mise au point de la durée de vie des électrodes, ou bien pour instrumenter le jet plasma avec des appareils lourds ou sensibles (spectromètre) difficilement embarquables sur la machine, une typologie de machine à anode tournante est souvent utilisée [12],[13].

En effet, une anode stationnaire ne supporterait pas sans fondre la densité de puissance d'une torche de coupage plasma, même si elle est refroidie. Le principe de la torche à arc transféré sur anode tournante est de faire défiler la surface collectrice du pied d'arc anodique à une vitesse suffisamment grande pour que celui-ci y circule assez rapidement, de sorte que le matériau soit moins sollicité thermiquement.

On a ainsi conçu la machine présentée Figure 34, dont l'anode tournante est un disque à circulation d'eau interne sur la paroi cylindrique extérieure duquel on accroche l'arc.

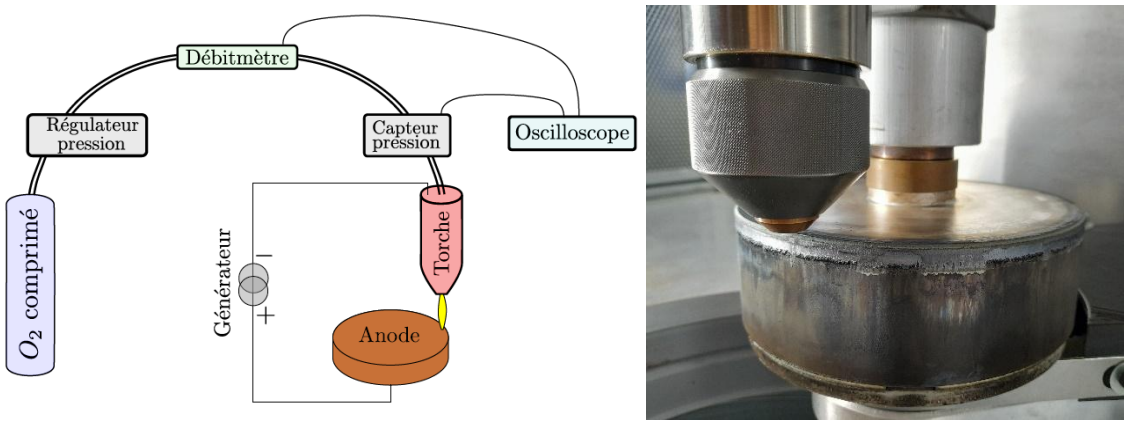


Figure 34 - Schéma du dispositif expérimental, d'après [14], et photo de l'anode tournante et de la torche.

Dans cette machine entièrement capotée, les gaz chauds sont extraits sous la torche par un circuit de ventilation. Une instrumentation des débits et des températures d'entrée/sorties de l'ensemble de fluides circulant dans la machine permet de construire un bilan calorimétrique complet de l'installation. La puissance injectée dans l'arc est ainsi entièrement récupérée dans :

- l'eau de refroidissement de la torche
- l'eau de refroidissement de l'anode tournante
- la veine d'air de ventilation dans laquelle les gaz plasmas sont dilués

Nous décrivons en annexe 9 la note de dimensionnement thermique de cette machine et en particulier de son anode tournante, ainsi que les mesures calorimétriques réalisées.

-

La visualisation du jet plasma avec une caméra permet aussi, selon la rapidité de la caméra, d'observer la position dynamique du pied d'arc sur la face du disque, et d'en déduire une longueur d'arc qui peut être utilisée pour évaluer le champ électrique moyen dans la colonne, cf. [14]. Ces observations peuvent aussi être corrélées avec les traces de déplacement du pied d'arc anodique observées sur le disque. On voit ainsi une trajectoire périodique de pied d'arc, avec déplacement convectif vers l'aval (en biais en raison de la rotation du disque), suivi de réamorçage (restrike) en amont. Ces observations ont été corrélées avec le signal de tension et ont permis d'extraire une tension moyenne et une longueur moyenne d'arc fiable dans la perspective de validation des modèles présentée en section 4.5.4.

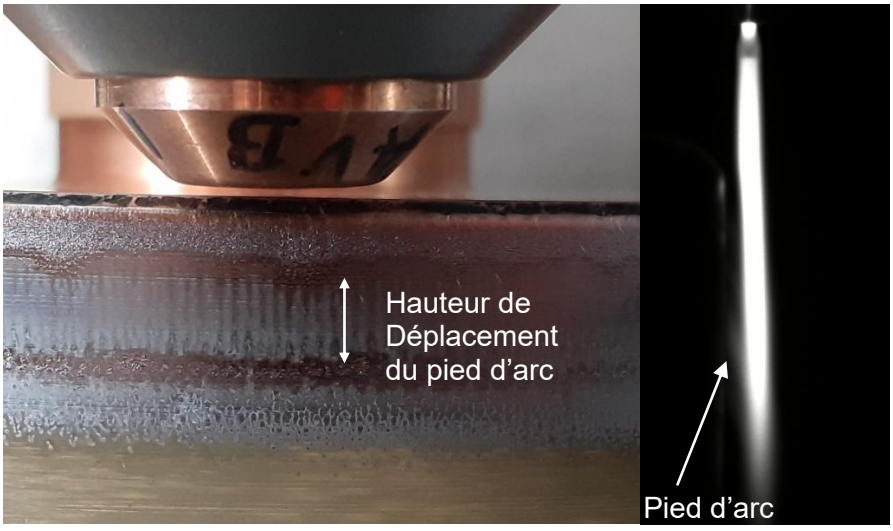


Figure 35 – Photos de la trace du pied d'arc (à gauche) et de l'accrochage latéral en fonctionnement (à droite).

2.6.2. Mesures électriques

En régime stationnaire, et si la régulation du courant par le générateur est efficace, c'est-à-dire de constante de temps caractéristique plus rapide que les temps d'évolution physique du plasma, alors la tension d'arc mesurée entre la pièce et l'électrode est une conséquence des caractéristiques de l'arc. En s'assurant que la chute de tension dans les câbles est bien négligeable devant la tension d'arc, ce qui est généralement le cas en coupage plasma, le courant et la tension mesurées aux bornes du générateur sont aussi ceux aux bornes de l'arc, c'est-à-dire le courant et la tension d'arc mesurés entre l'électrode et la tôle. A intensité correctement régulée (constante), les fluctuations de tension d'arc donnent des informations sur les fluctuations de l'arc, par exemple une variation de sa longueur associée à une oscillation éventuelle de la position du pied d'arc anodique.

Les mesures électriques sont réalisées au moyen de capteurs à effet hall pour le courant et généralement de ponts diviseurs à haute impédance, voire isolés, pour les tensions.

On peut aussi mesurer le potentiel de la tuyère, qui est généralement flottant en coupe par rapport à la masse de l'installation pour ne pas favoriser les arcs parasites, et qui donne une indication du potentiel moyen dans la chambre d'arc, entre l'électrode et la sortie de la tuyère plasma.

2.6.3. Mesures fluides

Les mesures de pression et de débit en entrée de torche sont comme nous le verrons des grandeurs précieuses pour estimer la configuration de l'arc dans la torche. On utilise pour réguler la pression des régulateurs électroniques qui donnent une mesure de la pression d'alimentation en gaz plasmagène à quelques mètres de la torche. On ajoute généralement un capteur de pression piézoélectrique juste en entrée de torche, plus précis et plus dynamique que celui du régulateur. La perte de charge éventuelle entre l'entrée de la torche et la chambre d'arc a été évaluée par calculs, et mesurée lors de campagne dédiées (à froid) avec un capteur de pression dans la chambre d'arc. La connaissance de la pression génératrice dans la chambre d'arc est ainsi assurée.

Les débits sont généralement mesurés au moyen de capteurs de débits massiques, fonctionnant sur le principe de mesure de coefficient d'échange thermique avec un élément chauffé, permettant de s'affranchir de la correction de la masse volumique des gaz avec la pression.

2.6.4. Visualisation

L'imagerie des jets de plasma d'arc a été largement utilisée pour étudier la structure de l'écoulement.

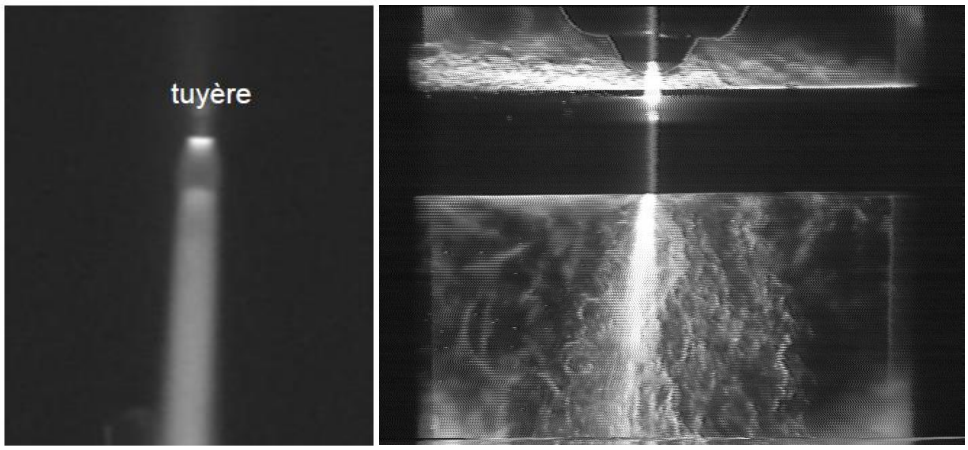


Figure 36 – A gauche : Imagerie CCD d'un jet de plasma d'arc en sortie de tuyère, gaz plasmagène oxygène, intensité 60 A, pression 5.5 barg. A droite : image extraite d'une vidéo de visualisation de la scène de découpe par ombroscopie. D'après [11].

En collaboration avec le laboratoire EM2C, l'auteur a par exemple obtenu, Figure 36 une image N&D dans le visible avec filtre neutre, ainsi qu'une visualisation des grandes structures turbulentes autour du jet par ombroscopie.

2.6.5. Mesures sonores

Dans la même étude [11], nous avons caractérisé le rayonnement sonore dans le spectre audible (40 Hz – 18 kHz) d'un jet de plasma d'oxygène à 60 A.

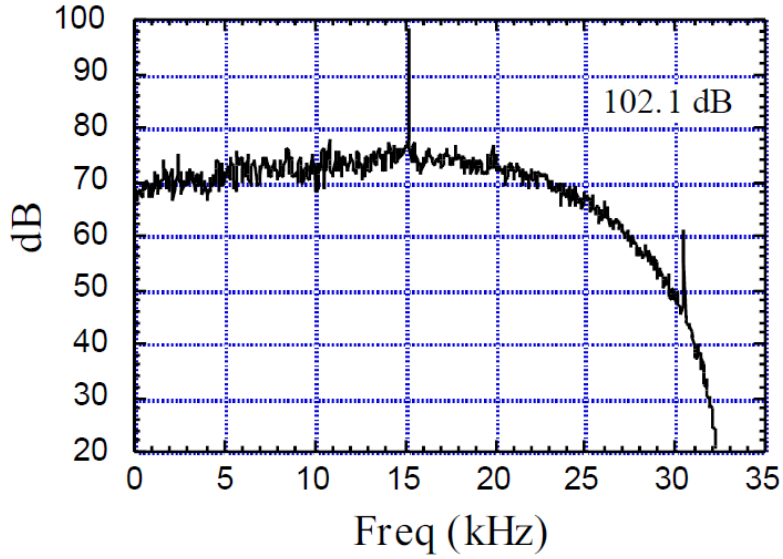


Figure 37 - Spectre d'intensité du rayonnement sonore mesuré à 1m d'une torche de coupage plasma, gaz plasmagène oxygène, intensité 60 A, signal filtré passe-bande entre 40 Hz et 18 kHz (étude du rayonnement sonore audible). D'après [11].

On montre ainsi Figure 37 que l'intensité du rayonnement sonore du jet plasma sous-détendu est présente sur tout le spectre audible, et peu variable (entre 70 et 75 dB). Note : l'intensité au-delà de 18 kHz n'est pas physique car le signal a été filtré avant la FFT. On distingue un pic sonore bien visible (100 dB) à 15 kHz, qui correspond à la fréquence de commutation du générateur qui alimente l'arc. Cette mesure montre les oscillations résiduelles de courant (ripple) induites par le filtrage imparfait de l'alimentation à découpage se retrouvent sous forme d'oscillations de pression acoustiques, et incite à concevoir des alimentations à fréquence supérieure aux fréquences audibles, e.g. au-delà de 20 kHz, pour réduire le bruit émis.

2.6.6. Mesures spectrométriques

Les mesures locales dans l'arc par spectrométrie d'émission ont fait l'objet de nombreux développements méthodologiques, en particulier pour traiter les écoulements de découpe à pression fortement variable dans le jet sous-détendu, et sont décrits dans les thèses de P. Freton et L. Girard [12][13], toutes deux réalisées au laboratoire LAPLACE à Toulouse, et les publications associées [5][9][10]. Ce sont les seules méthodes qui permettent d'obtenir des informations locales dans la colonne d'arc sur la température, la pression, les concentrations d'espèces, les écarts à l'ETL. Les méthodes spectroscopiques développées s'appuient principalement sur les observations de raies atomiques : OI, OII, NI, NII, H_α … ; et l'estimation des températures s'appuie sur différentes méthodes : intensité absolue d'une raie, méthode de Fowler-Milne, méthode du diagramme de Boltzmann, élargissement de raie par effet Starck… ; permettant la validation croisée des mesures.

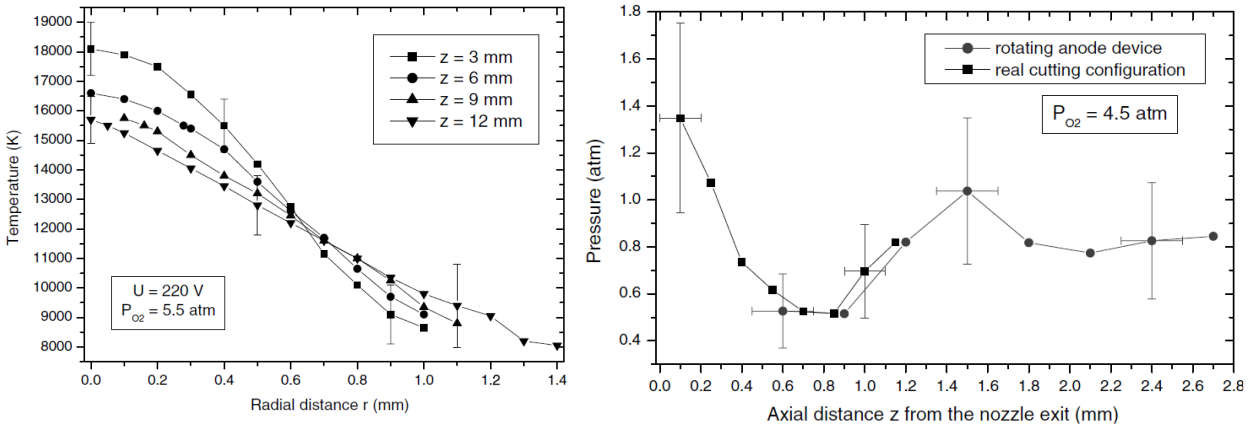


Figure 38 – Mesures spectroscopiques dans un jet de coupage plasma d'oxygène. A gauche, profils radiaux de température à différentes distances de sortie de la torche. A droite, profil de pression axial dans le jet sous-détendu, d'après [5] .

En raison de la présence des parois cylindriques de la tuyère, et de ses petites dimensions, il est difficile de mettre en place un accès optique permettant le même type de diagnostic dans la chambre d'arc et le canal de tuyère.

En complément du développement et de la validation des méthodes spectroscopiques, les mesures ont permis de proposer des compléments de compréhension sur la nature du jet plasma. En particulier, on montre Figure 39 la caractérisation d'un écart progressif à l'équilibre thermodynamique local (ETL ou LTE = local thermodynamic equilibrium) lorsqu'on s'écarte de l'axe du jet plasma, dans la zone de forte baisse de température.

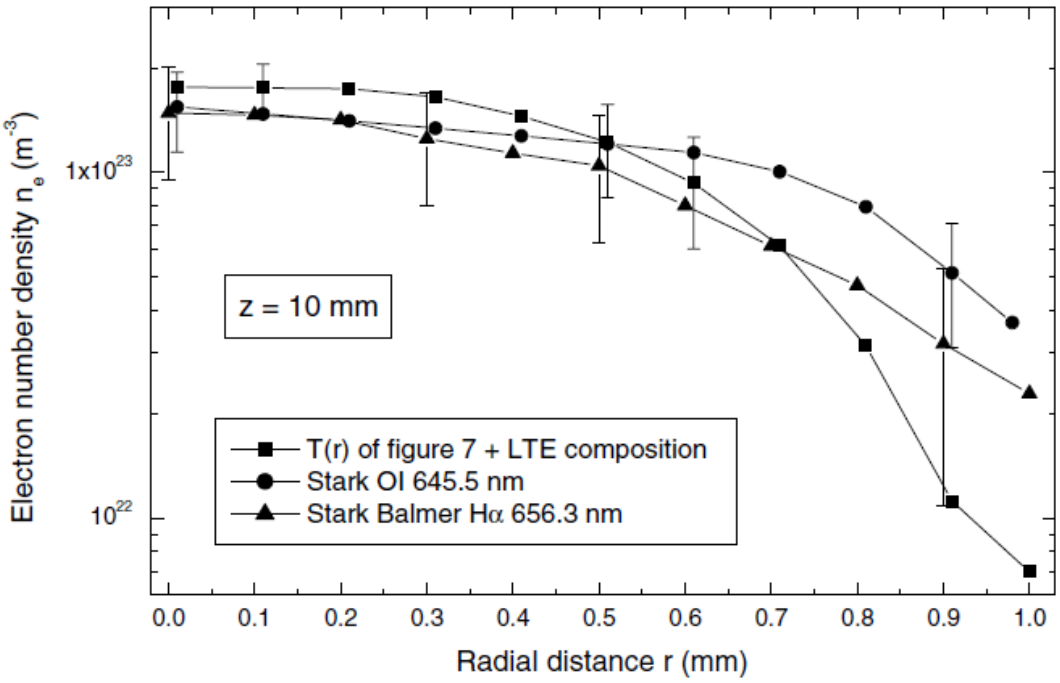


Figure 39 – Profil de densité électronique en fonction du rayon dans un jet de plasma d'arc transféré (oxygène dans l'air, 60 A). Profils mesurés à 10 mm = 10 × D de la sortie de la tuyère plasma. La courbe ■ est la densité électronique calculée à l'équilibre pour les températures mesurées à partir de la méthode de Fowler-Mines (qui suppose l'ETL) sur deux raies OI, les deux autres courbes sont une mesure directe de la densité électronique par élargissement Stark de raies OI et H_α , l'hydrogène étant naturellement introduit par l'entrainement de la vapeur d'eau de l'air ambiant dans le jet. L'écart progressif entre les courbes au-delà de 0.7 mm de rayon montre que la densité électronique mesurée s'écarte de celle à l'équilibre thermodynamique local. D'après Girard, Teulet & al [5].

Trois autres équipes académiques ont proposé une caractérisation spectroscopique des températures, des pressions et des densités électroniques dans les jets de torche de coupage plasma : l'Université de Cantabrie à Santander en Espagne sur une torche à air (Pardo, Gonzalez-Aguilar 1999, [164]), l'Université du Minnesota sur une torche à oxygène (Peters, Heberlein, 2007 [163], à gauche Figure 40), et l'Institute of Plasma Physics de Prague, en république Tchèque, sur une torche à eau (Sember, Hrabovský, 2011 [162], à droite Figure 40).

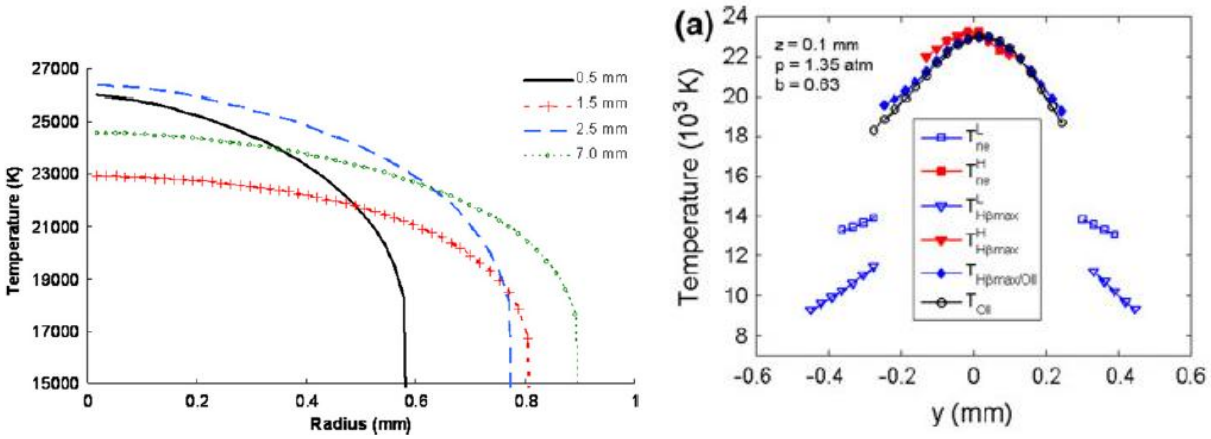


Figure 40 – Mesures spectroscopiques de profils radiaux de température dans des jets de torche de coupage plasma, d'après [163] à gauche , et [162] à droite.

2.6.7. Mesures de température de la tôle

Deux dispositifs de mesure de température de la tôle autour de la saignée de découpe ont été développées dans le cadre de la thèse de Laurence Girard [13], et ont été publiés dans [6].

Un premier dispositif de peigne de thermocouples inséré dans la tôle a permis d'étudier la propagation de chaleur dans celle-ci, et de valider certains modèles décrits au 3.2.3.

Un second dispositif (Figure 42) de caractérisation de la température à la surface de la tôle et de la surface de la saignée pendant la coupe par pyrométrie bichromatique a permis de mesurer les températures atteintes par le métal liquide, de l'ordre de 1730 °C, qui restent loin de la température d'ébullition de l'acier (2700-2800 °C).

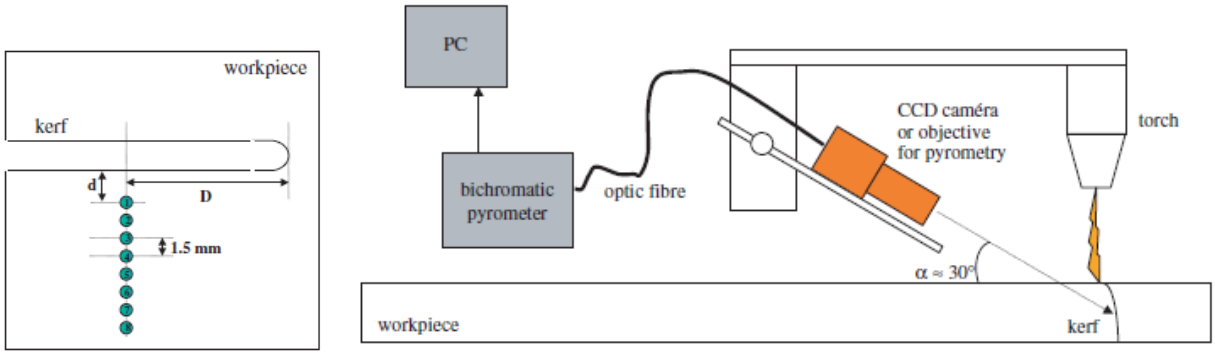


Figure 41 – Dispositifs de mesures de température par thermocouples (à gauche) et pyrométrie bichromatique (à droite), D'après Teulet et Girard & al [6]..

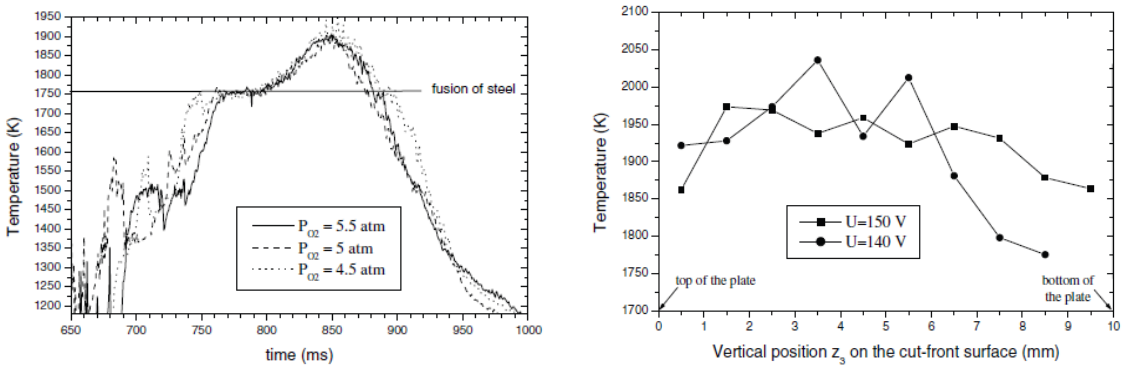


Figure 42 –A gauche, mesures au pyromètre fixe observant l'axe de découpe. A droite, pyromètre embarqué visant différentes hauteurs du front de saignée. D'après Teulet et Girard & al [6].

Ces mesures ont aussi permis de caractériser le demi-périmètre où le métal est à l'état liquide surchauffé, de l'ordre de 0.8 à 1.2 mm, et sa dépendance à la vitesse de coupe.

3. Etude énergétique de la découpe plasma et laser

Ce chapitre porte sur l'étude de la performance énergétique des procédés de découpe plasma et laser pour les aciers au carbone, non alliés et faiblement alliés, dits aussi aciers doux (mild steel), à partir de données de coupe industrielle. Avant d'étudier la constriction dans les jets plasma, il est en effet important de comprendre quels sont les enjeux de la densité de puissance des procédés pour les bilans énergétiques macroscopiques du procédé. En effet, on peut supposer que l'efficacité énergétique du procédé de découpe dépend de sa capacité à produire des largeurs de saignée fines, en déposant une énergie thermique à haut flux, mais sur une petite surface. L'objectif de ce chapitre est de quantifier cet enjeu énergétique du point de vue industriel et économique : quelle différence cela fait-il d'obtenir des saignées très fines ? Quelle est l'efficacité énergétique du procédé ? Quel est son impact sur la consommation mondiale d'énergie ?

On cherche d'abord au 3.1 à identifier des facteurs d'échelle énergétiques à partir de la consommation énergétique, électrique en l'occurrence, des procédés plasma et laser.
Nous proposons ensuite au 3.2 de compléter l'état de l'art existant sur la quantification des modes de transfert de chaleur au niveau de l'interaction avec la tôle, ainsi qu'une quantification de la puissance oxydative en découpe plasma sous oxygène par une approche expérimentale originale.
Enfin, nous positionnerons au 3.3 les procédés de coupage plasma et laser par rapport aux enjeux énergétiques mondiaux.

3.1. Etude des facteurs d'échelle

Quels sont les facteurs d'échelle énergétiques en découpe plasma et laser ? On veut comprendre ce qui détermine, dans l'objectif de découper des tôles, le besoin en puissance procédé P_p, c'est-à-dire la puissance optique en sortie de source laser P_{las} ou la puissance d'arc $P_{arc} = U_{arc.} \times I_{arc}$ produit de la tension par le courant.

Les paramètres retenus permettent de construire des facteurs d'échelle pour des matériaux de même type, ici les aciers doux de caractéristiques de température de fusion, de conductivité thermique, et de viscosité à l'état liquide proches :

- type de source : laser (fibre ou CO_2) ou plasma
- épaisseur du matériau
- largeur moyenne de saignée
- vitesse de coupe
- gaz du procédé, en particulier oxydant (oxygène) ou inerte (azote)

3.1.1. Description des procédés et base de données

Nous avons construit une base de données à partir des barèmes de coupe recommandés par plusieurs fabricants, c'est à dire les réglages utilisés en conditions industrielles réelles des machines laser et plasma du commerce sur acier au carbone. La base constituée contient 264 points de fonctionnement plasma et 276 laser et couvre très largement les plages d'utilisations classiques des deux procédés. Cette étude base a été mise à jour en 2023 avec la prise en compte de sources laser fibre de forte puissance pour la découpe, jusqu'à 24 kW qui commencent à apparaitre industriellement. On compare aussi les différents gaz utilisés pour le procédé de découpe (gaz procédé) : laser sous oxygène, laser sous azote, et plasma sous oxygène avec air comme gaz annulaire. Les barèmes utilisés sont ceux des principaux fabricants mondiaux : TRUMPF et IPG Photonics pour le laser ; Hypertherm et ESAB pour le plasma. Les données de découpe par plasma intensifié présentées aux chapitres 5 et 6 sont commentées séparément des nuages de points plasma des autres fabricants.

La base de données laser comporte environ un quart de points de fonctionnement avec des sources laser CO_2 de longueur d'onde 10.6 µm, exclusivement sous oxygène. Bien que cette technologie soit désormais considérée comme obsolète pour la découpe des aciers au carbone par rapport aux laser

fibre et disque de longueur d'onde 1 µm, les sources laser CO_2 représentent cependant probablement encore un parc installé significatif.

Gammes	**Laser (75% fibre et 25% CO_2)**	**Plasma**
Nb de points de fonctionnement	276	264
Nb de sources biblio différentes	10	6
Epaisseurs	0.5 à 50 mm	0.5 à 80 mm
Puissance	0.5 à 24 kW (2.5 à 80 kW_e)	30 à 400 A (3 à 79 kW_e)
Gaz du procédé	O_2 (basse pression avec oxydation) et N_2 (haute pression inerte)	O_2/air de générations 1990 à 2020
Vitesses de coupe V_c	0.5 à 77 m/min	0.5 à 10 m/min
Largeurs de saignée	0.2 à 1.3 mm	1 à 9.5 mm

Tableau 7 – Résumé de l'étendue de la base de données de points de fonctionnement

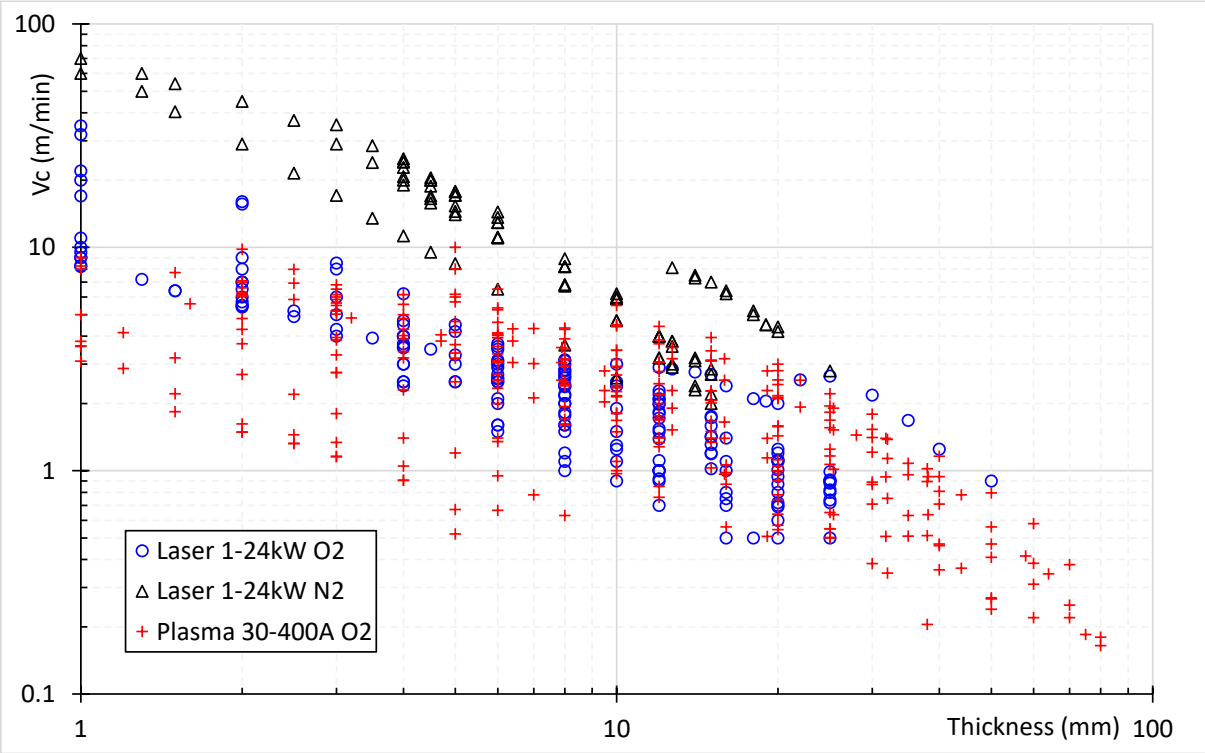


Figure 43 – Domaines respectifs d'utilisation des procédés laser et plasma de la base de données utilisée dans le plan de l'épaisseur en fonction de la vitesse de coupe V_c

Comme le montre la Figure 43, la plage de fonctionnement des deux procédés est aujourd'hui superposée dans un très large domaine du plan épaisseurs/vitesses de coupe. Alors que le laser était encore pénalisé en productivité au-dessus de 5 à 8 mm d'épaisseur avant l'apparition sur le marché de sources laser fibre de puissances supérieures à 8 kW à partir de 2018, il couvre désormais la majeure partie des épaisseurs d'intérêt industriel, et plus seulement les fines épaisseurs.

On observe aussi que les deux procédés se différencient sur :

- La productivité, déterminée par la vitesse de coupe V_c : le laser est dominant sur les faibles épaisseurs (< 10 mm), le plasma étant équivalent ou supérieur pour les fortes épaisseurs. Le nuage de points au-dessus du plasma entre 10 et 50 mm est spécifiquement celui de la source 24 kW fibre, seule puissance permettant d'atteindre industriellement ces épaisseurs et ces vitesses.
- La capacité de coupe, i.e. l'épaisseur maximale, avec avantage au plasma. En l'occurrence, les épaisseurs maximales prouvées en plasma, sont de l'ordre de 500 mm (non représentée sur le graphique), par exemple en chaudronnerie INOX.

On complète cette analyse du positionnement respectif des deux procédés en commentant les deux autres différences majeures entre le plasma et le laser :

- la précision, où le laser est insurpassable avec des largeurs de saignées un ordre de grandeur inférieures à celles du plasma, comme illustré plus loin, et une absence de dépouille (angulation d'une ou des deux faces de coupe). Le laser apporte aussi une répétabilité de la qualité de coupe que le plasma n'apporte pas, cf. description du verrou 2.5.3.
- le coût d'investissement de l'équipement (ou CAPEX pour Capital Expenditure), une source plasma étant 5 à 10 fois moins chère à l'achat qu'un laser à même puissance utile disponible à la tôle.

Les données des constructeurs ont été prétraitées de la manière suivante :

- lorsque deux vitesses de coupe étaient disponibles dans les données fournies pour le plasma, la vitesse correspondant au mode qualité, avec saignée aux flancs perpendiculaires et non dépouillés, a été sélectionnée, pour que l'estimation du volume fondu soit la plus représentative possible. Pour les analyses énergétiques détaillées, on a éliminé les systèmes plasma antérieurs à 2015 et conservé 111 points de fonctionnement (sur 264), des deux produits premium actuellement commercialisés par ESAB et Hypertherm pour lesquels nous disposons de données, avec le procédé O_2/air.
- pour les données laser, 86 largeurs de saignée étaient indisponibles sur les 276 données, soit 30%. Les largeurs de saignée manquantes ont été interpolées à partir de points voisins issus du même fabricant. Les derniers jeux de données de coupe laser azote à forte puissance entre 6 et 24 kW sont complets en revanche.

Remarque : Les données constructeur ne sont pas vérifiées de manière indépendante, et peuvent être optimistes. Cependant de nombreux clients plasma et laser nous ont confirmé utiliser les machines aux barèmes ou très proches de ceux-ci, par exemple à 90% de la vitesse de coupe recommandée.

3.1.2. Taux d'enlèvement de matière

On calcule le taux d'enlèvement de matière, ou Removal Rate noté RR, par exemple en mm^3/s, par

$$RR = V_c \times Th \times W_k$$

Équation 1 – Taux d'enlèvement matière (Removal rate RR)

Avec

- V_c : la vitesse de coupe
- Th : l'épaisseur de la tôle (thickness)
- W_k : la largeur moyenne de saignée (width of the kerf)

Cette grandeur représente la vitesse à laquelle les procédés fondent et enlèvent le volume de matière de la saignée de découpe, et qu'on trace Figure 44 ci-dessous en fonction de la puissance P_p délivrée par le procédé, c'est à dire P_{las} ou P_{arc}.

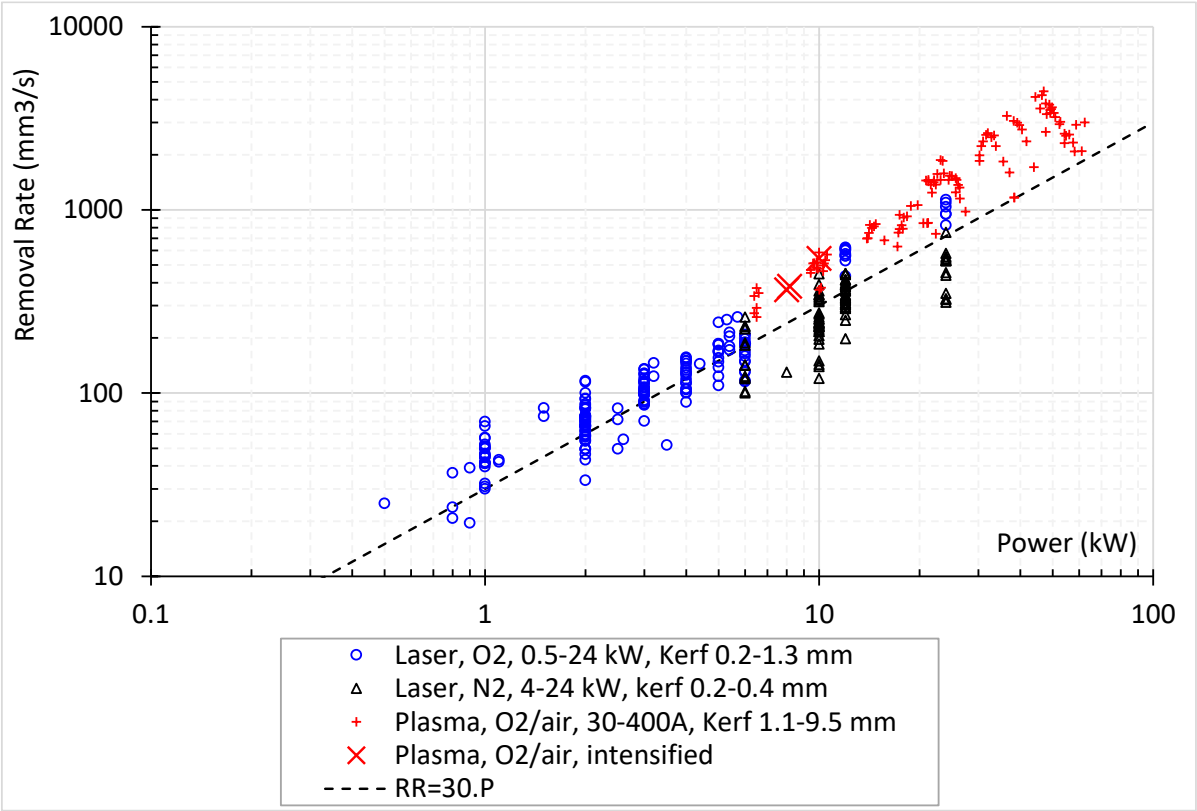


Figure 44 –Taux d'enlèvement matière en fonction de la puissance procédé en coupage laser O_2, (ronds bleus) laser N_2 (triangles noirs) et plasma O_2/air (croix rouges et oranges). Echelle log-log.

Le taux d'enlèvement de matière croit logiquement avec la puissance du procédé, semble-t-il de manière log-log linéaire. La validité de cette loi d'échelle sur deux décades de variation de puissance, entre 500 W et 60 kW, est remarquable.

On observe dans la zone de recouvrement des nuages de points, entre 6 et 25 kW, que ce taux n'est pas significativement différent entre le laser et le plasma. En d'autres termes, la réponse du matériau pour la fonction de découpe recherchée semble proche entre laser et plasma malgré des modalités de transfert de la puissance thermique *a priori* très différentes au niveau du bain de métal liquide formant le front de coupe, que l'on rappelle dans le Tableau 8 ci-dessous.

	Laser	**Plasma**
Modes de transfert au front de coupe	Absorption d'un faisceau laser monochromatique (10.6 µm ou 1 µm) en incidence rasante.	Transferts conducto-convectifs et radiatifs (spectre chromatique large) depuis un jet plasma chaud > 15000 K

Tableau 8 – Comparaison des modes de transfert d'énergie à la tôle entre laser et plasma

Le comportement énergétiquement proche du matériau vis-à-vis d'une interaction avec un faisceau laser ou un jet plasma, *a priori* de physiques très différentes, peut cependant être nuancé pour les puissances élevées si on considère la production importante de vapeurs métalliques dans la saignée en découpe laser de forte puissance. En effet, ces vapeurs métalliques peuvent s'ioniser et absorber le faisceau laser pour former un plasma induit par laser dans la saignée de découpe, voir par exemple [183][184]. Ce phénomène a longtemps été combattu en laser car il était difficilement maitrisable industriellement, mais est aujourd'hui utilisé industriellement en découpe laser fines épaisseurs à forte puissance avec gaz d'assistance azote sous haute pression, grâce à des dispositifs de surveillance et de régulation de la formation du plasma à la surface du front de coupe pour empêcher son extension spatiale qui obturerait le chemin optique du faisceau laser. Dans ce cas, l'interaction laser-matière devient finalement, au moins partiellement, une interaction laser-plasma-matière.

On observe les nuages de points Figure 44 plus en détail :

- la dispersion observée sur le jeu de données plasma est plus faible que sur le jeu de données laser.
- dans la zone de recouvrement des procédés, le taux d'enlèvement RR moyen (centre du nuage de points) est supérieur en plasma par rapport au laser, parfois d'un facteur 2 perception atténuée par l'échelle log-log du graphique.
- la pente log-log d'augmentation du taux d'enlèvement de matière avec la puissance semble légèrement supérieure en plasma qu'en laser.
- le taux d'enlèvement matière des jets plasma intensifiés présentés aux chapitres 5 et 6 (croix rouges), dont les saignées sont plus fines, n'est pas différent du plasma conventionnel.
- le taux d'enlèvement de matière n'apparait pas non plus significativement différent entre la découpe laser sous azote et sous oxygène, traduisant un effet semble-t-il faible de l'apport énergétique lié à la réaction exothermique d'oxydation en découpe laser, sauf à forte épaisseur ou la découpe laser sous azote est moins efficace que le laser O_2, et aussi que le plasma O_2, ces deux derniers étant proches au-dessus de 10 mm d'épaisseur. L'effet énergétique de l'oxydation sera étudié en détail au 3.2.4.

On note au passage (non représenté sur le graphique), qu'il n'y a pas de différence observable sur le taux d'enlèvement matière pour les aciers doux découpés à l'oxygène entre la longueur d'onde du laser fibre (1 µm) et celle du CO_2 (10.6 µm). C'est peut-être différent pour la découpe azote pour laquelle nous n'avons que des données à 1 µm.

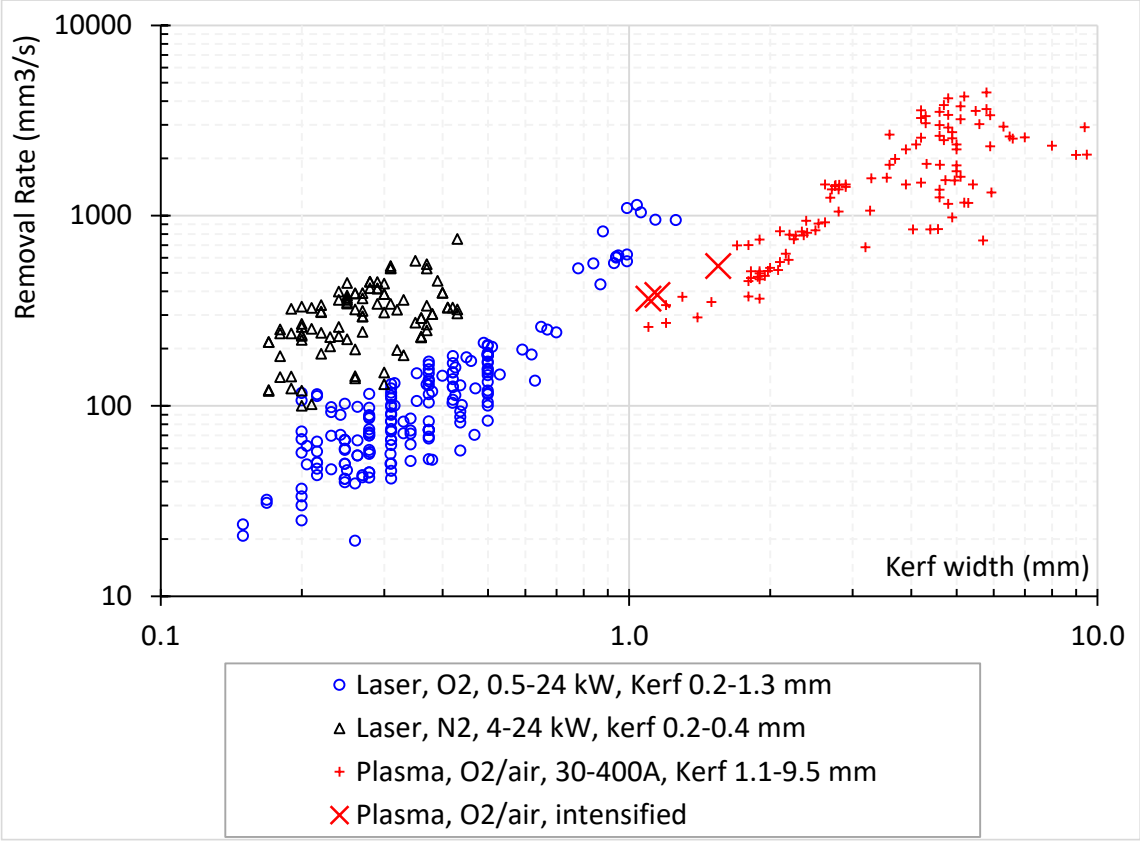


Figure 45 - Taux d'enlèvement matière en fonction de la largeur de saignée en coupage laser O_2, laser N_2 et plasma O_2/air.

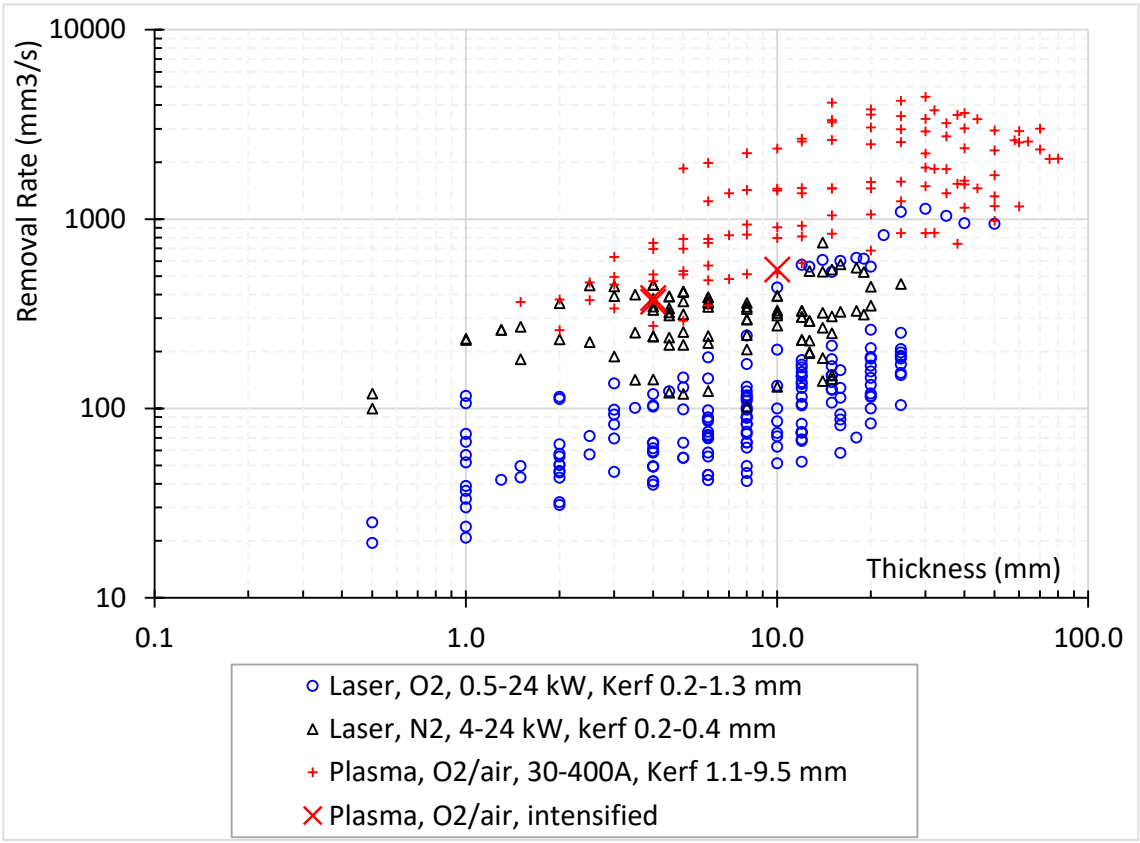


Figure 46 -Taux d'enlèvement matière en fonction de l'épaisseur en coupage laser O_2, laser N_2 et plasma O_2/air.

En étudiant Figure 45 et Figure 46 le taux d'enlèvement matière (RR) en fonction de la largeur de saignée et de l'épaisseur, on observe que :

- le RR augmente avec la largeur de saignée en laser O_2 et en plasma O_2/air, ce qui est moins évident en laser N_2. Cette tendance est avant tout le résultat statistique de la découpe par les industriels des fortes épaisseurs avec des procédés utilisés à plus forte puissance, qui produisent des saignées plus larges. En effet les spots laser et les diamètres de jets plasma, c'est-à-dire la taille caractéristique de l'outil de découpe augmentent avec la puissance.
- les plages de largeur de saignées laser et plasma apparaissent clairement disjointes, mais l'extrapolation du taux d'enlèvement matière plasma à des largeurs de saignées plus fines, qui seraient rendus possibles par l'intensification du jet plasma, ne laisse pas attendre de perte d'efficacité majeure par rapport au laser (à même gaz procédé). Sous oxygène, on voit cependant Figure 45 que le taux d'enlèvement matière en plasma est inférieur au laser d'un facteur 1.5 environ dans la zone de largeur de saignée où les procédés se recouvrent. Nous approfondirons en section 3.2.4 le rôle de l'oxydation qui pourrait expliquer l'écart du nuage de points laser à ces largeurs de saignées~1 mm correspondant à la découpe de fortes épaisseurs à faible vitesse.
- le RR en fonction de la largeur de saignée en laser N_2 est supérieur à celui en laser O_2. Les nuages de points sont disjoints ce qui est probablement le fruit du décalage vers les hautes puissances laser (et donc des vitesses de découpe supérieures) du coupage laser N_2. Souvent sur les faibles épaisseurs, la découpe laser O_2 n'est pas utilisée à la pleine puissance disponible du laser.
- l'influence de l'épaisseur de la tôle sur le RR en laser et en plasma est faible à nulle, bien qu'un léger effet semble apparaitre en plasma et en laser O_2, mais avec une dispersion importante, et là aussi, d'abord induite par la découpe des fortes épaisseurs à plus forte puissance.

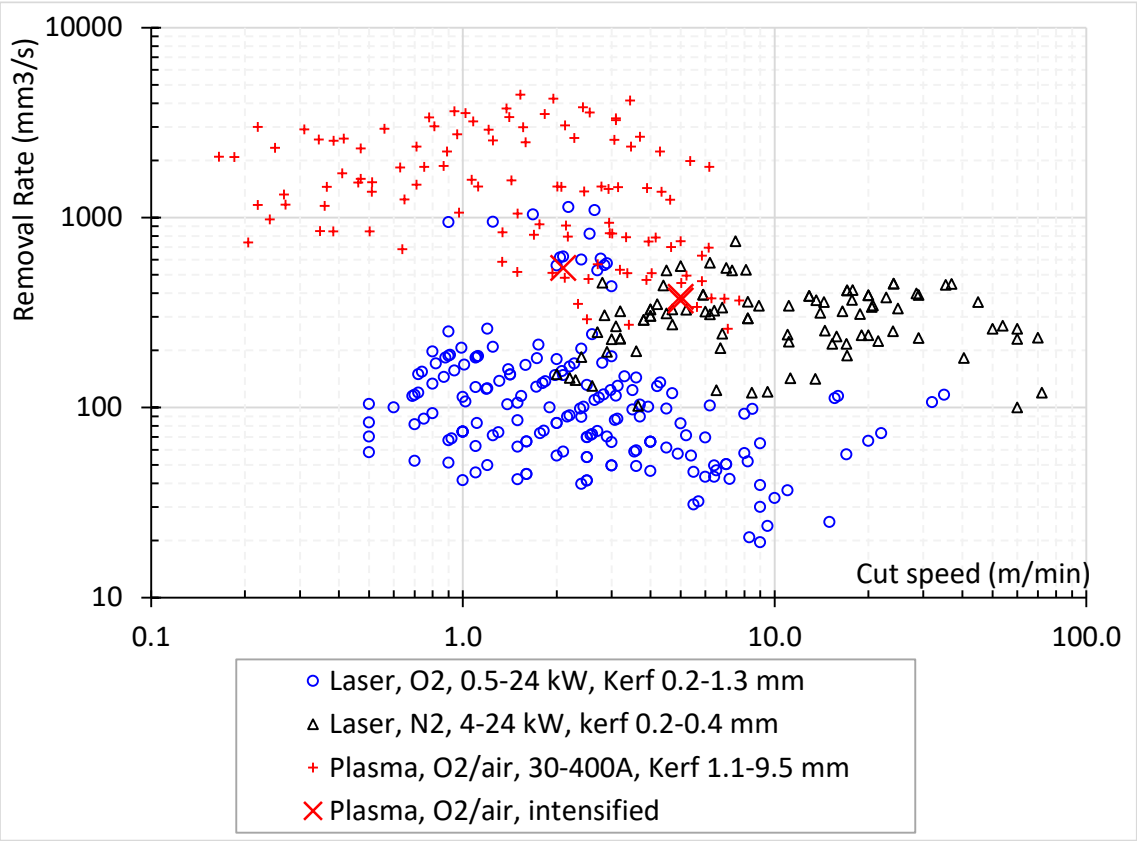


Figure 47 - Taux d'enlèvement matière en fonction de la vitesse de coupe laser O_2, laser N_2 et plasma O_2/air.

Figure 47, la dispersion du taux d'enlèvement matière RR avec la vitesse de coupe est importante, et ne fait pas apparaitre de corrélation évidente. Ce mode de visualisation permet de mieux rendre compte de l'ordonnancement du RR moyen entre plasma O_2/air > laser N_2 > laser O_2.

On note aussi que le RR moyen est presque indépendant de la vitesse de coupe, en tout cas que la tendance baissière est très légère. Cette observation s'explique avant tout par l'obtention de vitesses élevées généralement sur les plus fines épaisseurs, associée à une corrélation baissière nette entre largeur de saignée et vitesse de coupe, présentée Figure 47. Du point de vue énergétique, il reste intéressant de couper à vitesse élevée car la largeur de saignée moyenne diminue légèrement avec la vitesse à épaisseur constante. C'est observation énergétique ne préjuge cependant pas de la qualité de la coupe, et en particulier de l'augmentation en règle générale de la dépouille avec la vitesse de coupe.

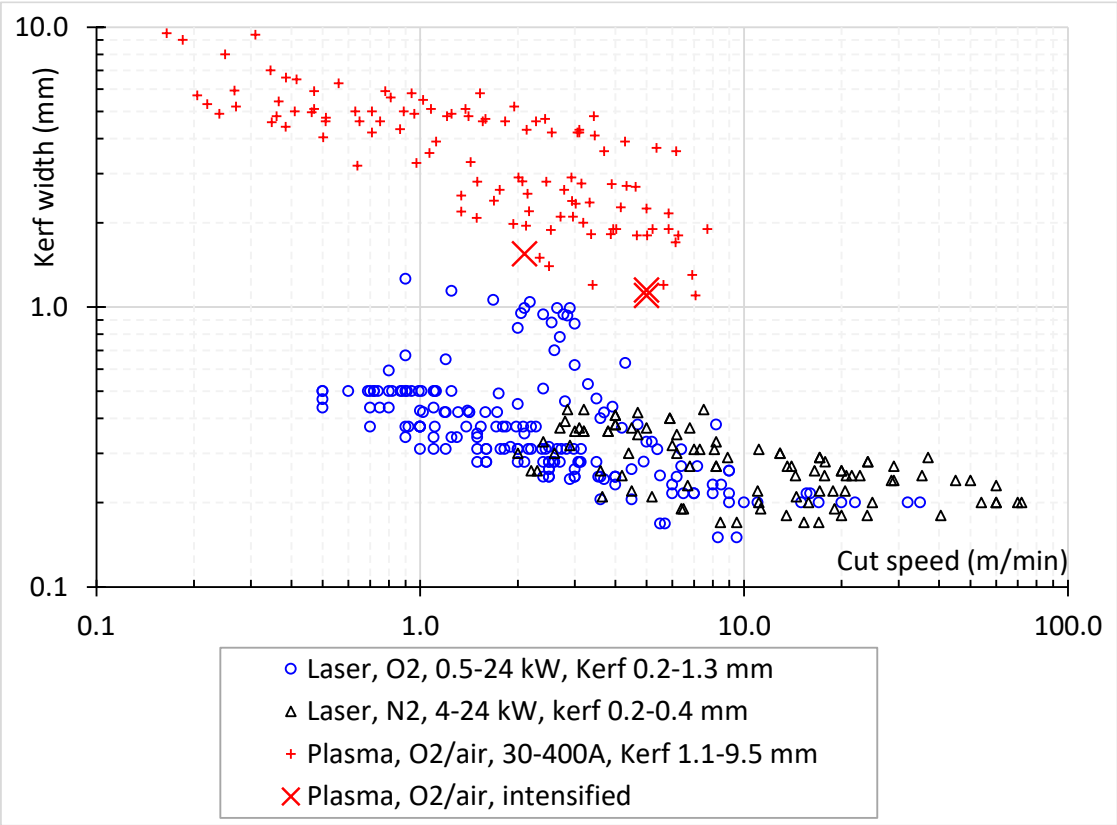


Figure 48 – Corrélation entre largeur de saignée et vitesse de coupe. Laser O_2, laser N_2 et plasma O_2/air

3.1.3. Energie spécifique volumique de découpe

Le volume fondu par unité de temps RR semblant proportionnel à la puissance thermique P_p apportée par le procédé (P_{las} laser ou P_{arc} plasma), on peut interpréter au premier ordre la quantité d'énergie par mm^3 enlevé, c'est-à-dire l'inverse de la pente des nuages de point RR=f(P) présentés Figure 44, comme une Energie Spécifique Volumique du Procédé (ESV_p) de découpe, en J/mm^3.

Sur les figures suivantes, cette $ESV_p = P_p/RR$ semble caractériser correctement les procédés de découpe laser et plasma sur une large plage d'épaisseur, de puissance et de largeur de saignée, malgré une dispersion qui apparait visuellement importante sur une échelle des ordonnées désormais linéaire.

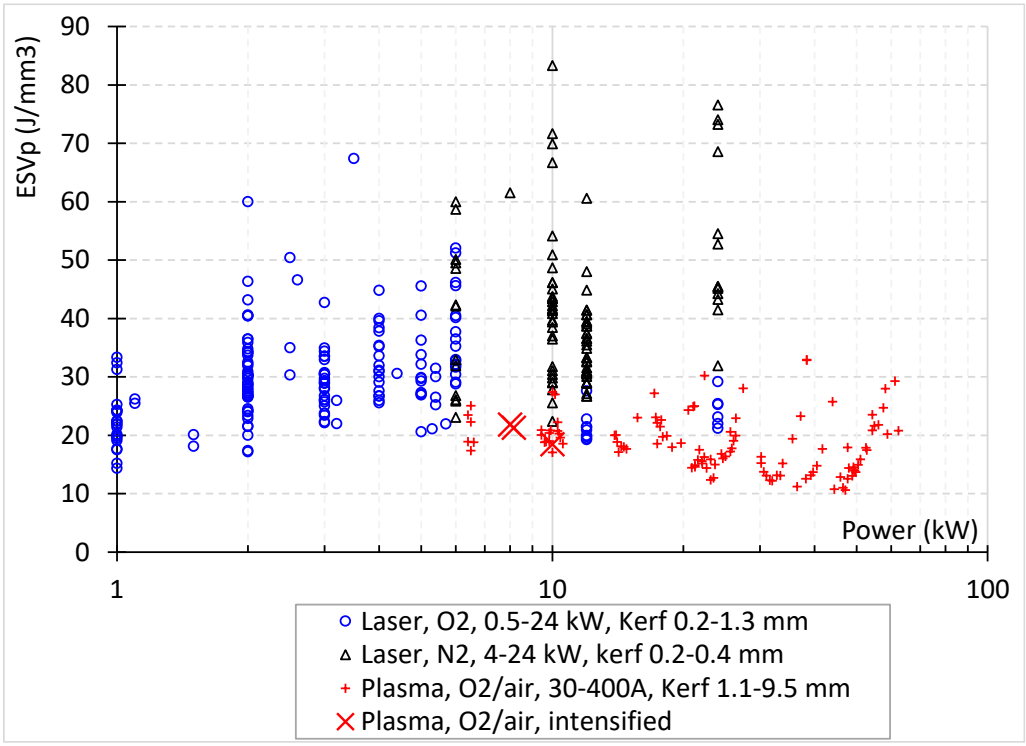


Figure 49 – Energie Spécifique Volumique procédé (ESV_p) de découpe, i.e. puissance laser P_{las} ou puissance plasma P_{arc} rapportée au volume fondu par seconde, comparée pour les procédés laser O_2, laser N_2 et plasma O_2/air en fonction de la puissance thermique procédé P_p.

Les ordres de grandeur de l'énergie spécifique volumique de découpe sont les mêmes en plasma et en laser. La dispersion de l'ESV_p est bien supérieure en laser qu'en plasma, un point à ce stade difficile à interpréter. Pour les trois procédés, la densité de population des points de fonctionnement de la base de données augmente aux frontières basses des nuages de point de l'ESV_p, ce qui préfigure d'une limite physique d'efficacité énergétique qui sera discutée au 3.2.

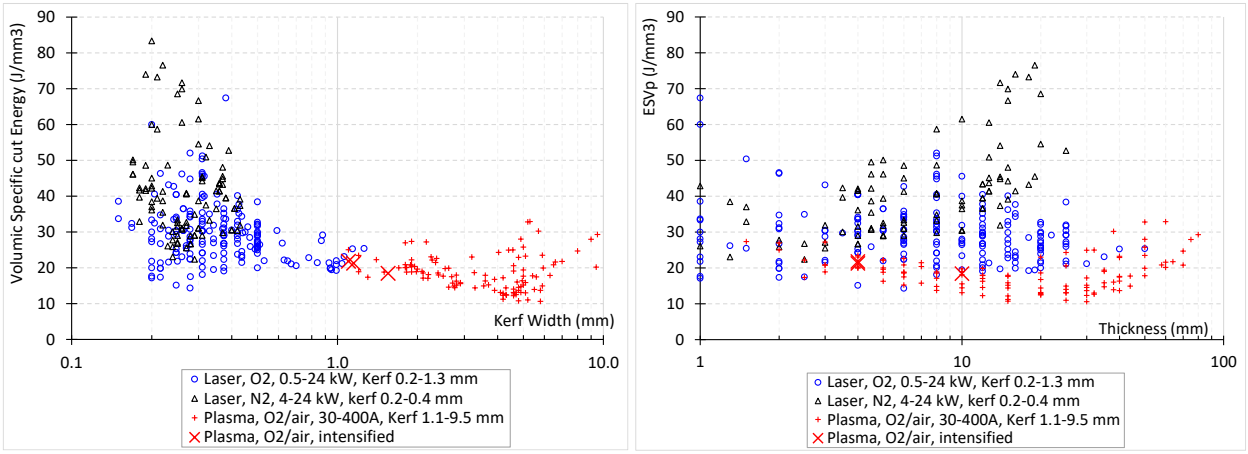


Figure 50 – Energie Spécifique Volumique procédé ESV_p comparée pour les procédés laser O_2, laser N_2 et plasma O_2/air en fonction de la largeur de saignée (à gauche) et de l'épaisseur (à droite)

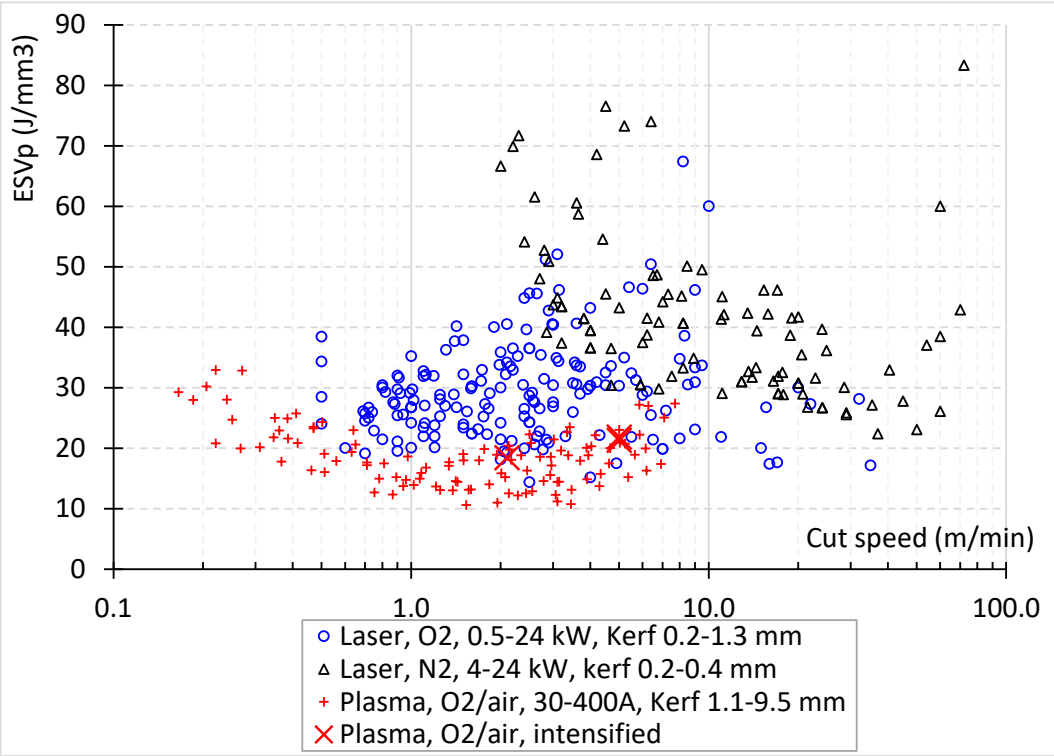


Figure 51 – Energie Spécifique Volumique procédé ESV_p de découpe en fonction de la vitesse de coupe comparée pour les procédés laser O_2, laser N_2 et plasma O_2/air

Le plasma O_2/air a néanmoins un avantage d'efficacité énergétique, en particulier aux épaisseurs et aux puissances les plus élevées (à partir de 10 mm et 10 kW), et par rapport à la découpe laser N_2. Il n'y a pas de discontinuité entre le laser et le plasma en fonction de la largeur de saignée.

On observe que le nuage de points pour la découpe laser fibre sous N_2 est toujours dans les mêmes ordres de grandeur d'énergie spécifique de découpe jusqu'à 10 mm, mais avec l'apparition d'une tendance à des valeurs plus élevées que les procédés laser oxygène et plasma oxygène à forte épaisseur, et donc forte puissance laser.

On retiendra finalement les valeurs moyennes d'ESV_p données dans le Tableau 9 suivant, en séparant les données de part et d'autre d'une épaisseur pivot de 10 mm.

ESV_p moyenne	**Épaisseur**		
J/mm³	**Ep. < 10 mm**	**Ep. >= 10 mm**	**Jeu complet 0.5-80 mm**
Laser O_2	31.1	27.8	29.6
Laser N_2	36.7	48.0	41.2
Plasma O_2/air	20.2	18.0	18.7

Tableau 9 - ESVp moyennes observées pour les trois procédés étudiés

Du point de vue du taux d'enlèvement de matière dans la saignée de découpe, l'efficacité énergétique du plasma est donc légèrement meilleure que celle du laser, y compris de forte puissance sous azote. A partir de 10 mm d'épaisseur, le plasma O_2/air est même significativement plus efficace énergétiquement que le laser O_2, et surtout que la découpe laser N_2.

Le rendement énergétique de découpe sous N_2 des fortes épaisseurs semble en effet se dégrader par rapport à la découpe laser oxygène et à la découpe N_2 à plus faible épaisseur (et puissance), peut-être en raison de l'accroissement relatif des pertes d'énergie laser par réflexions spéculaires sur le métal

en fusion, ou bien en raison de l'apparition d'un plasma dans la saignée qui consomme une énergie laser supplémentaire.

En d'autres termes, tout laisse penser qu'une découpe plasma intensifiée avec des largeurs de saignée réduites jusqu'à celles de laser serait au moins aussi efficace énergétiquement du point de vue de l'ESV_p que le laser, et peut-être meilleure.

Pour ces procédés, on peut construire un modèle énergétique simplifié à énergie spécifique de découpe constante, par exemple 30 J/mm³, qui permet de retrouver des tendances extraites des données :

- A largeur de saignée W_k constante, la vitesse de coupe V_c est proportionnelle à la puissance, c'est à dire au premier ordre à l'intensité en plasma.
- Pour une puissance donnée, on suppose au premier ordre supposer que la largeur de saignée varie peu avec l'épaisseur Th. Dans ce cas, la vitesse de coupe est proportionnelle à l'inverse de l'épaisseur selon des tendances de courbes classiquement disponibles dans les barèmes constructeurs. On a aussi raffiné le modèle en utilisant une corrélation pour la variation de largeur de saignée W_k avec la vitesse extraite de la base de données.

On présente Figure 52 les résultats de ce modèle, dont une application pratique est l'interpolation d'une vitesse de coupe pour une épaisseur donnée à proximité d'un point de barème constructeur existant, en utilisant $V_c \times Th$ = cste (à largeur de saignée W_k constante).

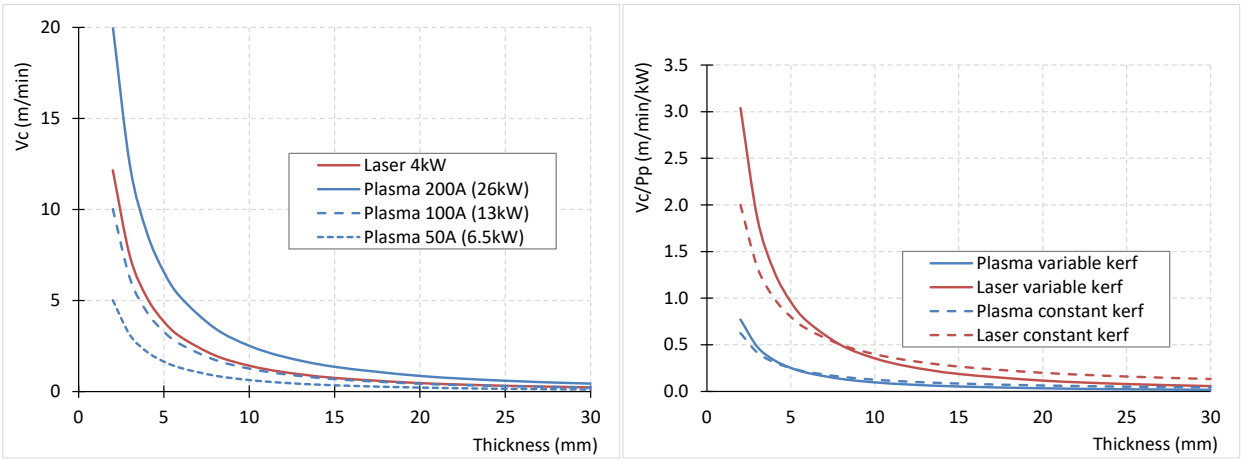


Figure 52 - Formes typiques des vitesses de coupe en fonction de l'épaisseur prédites par un modèle à ESV_p constant. A gauche : vitesse de coupe pour différentes puissances sans correction de la largeur de saignée. A droite : vitesse de coupe rapportée à la puissance procédé avec correction de l'augmentation de largeur de saignée avec la puissance.

Cette approche permet aussi d'extrapoler la performance d'un jet plasma intensifié, de plus faible diamètre, et permettant d'obtenir des saignées de largeur inférieure.

3.1.4. Energies spécifiques linéique et de surfaçage des procédés

On étudie maintenant l'énergie spécifique linéique du procédé (ESLp), Figure 53, définie par la puissance procédé P_p rapportée au millimètre d'avance et non plus au volume fondu, par exemple en J/mm. Pour une épaisseur donnée, c'est l'indicateur d'efficacité énergétique pertinent pour la fonction recherchée, qui est classiquement utilisé dans d'autres études, e.g. [126],

$$ESL_p = \frac{P_p}{Vc} = ESV_p . Th . W_k$$

Équation 2 – Energie spécifique linéique du procédé

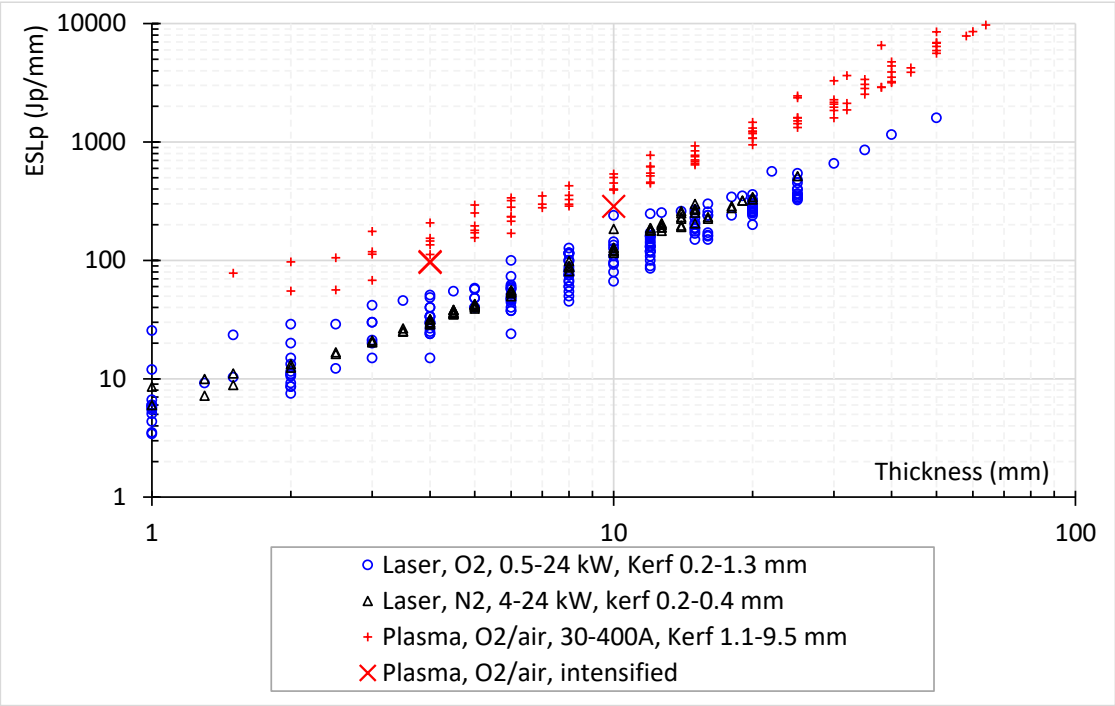


Figure 53 - Energie spécifique linéique de découpe ESLp = puissance procédé rapportée à la vitesse de coupe, comparée pour les procédés laser O_2, laser N_2 et plasma O_2/air

Pour mieux visualiser l'efficacité énergétique des procédés indépendamment de l'épaisseur considérée, on peut aussi tracer une énergie spécifique de surfaçage du procédé ESS_p, en rapportant la puissance du procédé par millimètre d'avance et par millimètre d'épaisseur coupé Équation 3. Il s'agit donc de l'unité de consommation d'énergie thermique par unité de surface de chant de saignée créée, par exemple en J/mm^2,

$$ESS_p = \frac{P_p}{Vc.Th} = \frac{ESL_p}{Th} = ESV_p.W_k$$

Équation 3 – Energie Spécifique de Surfaçage du procédé

On observe pour l'ESL_p Figure 53 ci-avant et l'ESS_p Figure 54 ci-après, un besoin en énergie du procédé 5 à 9 fois moindre en laser qu'en plasma conventionnel, qui s'explique directement par le rapport de proportionnalité inverse de 10 à 13 entre les largeurs de saignée laser et plasma. Le plasma intensifié a une énergie spécifique (ESL_p ou ESS_p) deux fois meilleure que le nuage de points plasma en raison de la réduction de la largeur de saignée. On perd aussi en plasma une quantité de matériau supérieure du même rapport.

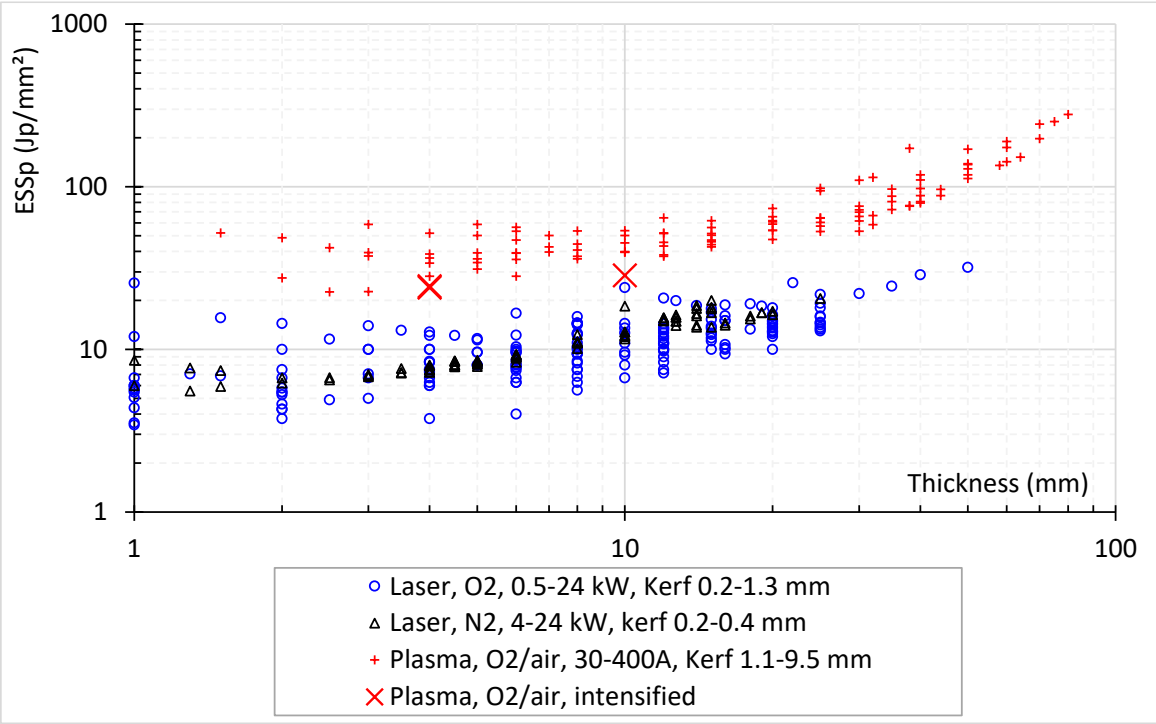


Figure 54 - Energie spécifique de surfaçage ESSp comparée pour les procédés laser O_2, laser N_2 et plasma O_2/air

On note Figure 54 aussi pour les trois procédés une tendance générale à l'augmentation de l'énergie de surfaçage ESS_p avec l'épaisseur, en raison des saignées usuellement plus larges pour les fortes épaisseurs, en plasma comme en laser. Le Tableau 10 ci-dessous présente les valeurs moyennes de largeur de saignée et d'ESS_p pour le jeu de données considéré.

W_k moyenne	**Épaisseur**		
mm	**Ep. < 10 mm**	**Ep. >= 10 mm**	**Jeu complet 0.5-80 mm**
Laser O_2	0.29	0.53	0.40
Laser N_2	0.24	0.34	0.28
Plasma O_2/air	2.1	4.7	3.9
Plasma O_2/air intensifié	1.35	NA	1.35

ESS_p moyenne	**Épaisseur**		
J/mm³	**Ep. < 10 mm**	**Ep. >= 10 mm**	**Jeu complet 0.5-80 mm**
Laser O_2	8.8	14.2	11.3
Laser N_2	8.5	15.5	11.3
Plasma O_2/air	41.0	88.3	73.4
Plasma O_2/air intensifié	26.5	NA	26.5

Tableau 10 – Tableau récapitulatif des largeurs de saignée (en haut) et des énergies spécifiques de surfaçage du procédé (en bas)

3.1.1. Energies spécifiques électriques de découpe

On trace Figure 55, Figure 56, et Figure 57 les énergies spécifiques électriques, c'est-à-dire la puissance électrique consommée par mm^3 de volume fondu, par mm d'avance à épaisseur donnée, ou par mm^2 de surface de chant coupé :

$$ESV_e = P_e/RR\ ,\quad ESL_e = P_e/V_c \quad et \quad ESS_e = P_e/(V_c \times Th)$$

Équation 4 – Calcul des énergies Spécifiques rapportées à la consommation électrique

Il faut pour cela intégrer le rendement $\eta_s = P_p/P_e$ de la source entre la prise de courant et la puissance laser ou plasma délivrée, de sorte que

$$ESV_e = ESV_p/\eta_s\ ,\ ESL_e = ESL_p/\eta_s \text{ et } ESS_e = ESS_p/\eta_s$$

Les hypothèses sont les suivantes :

- rendement de la source laser fibre de 40%, choisi d'après les spécifications des meilleurs fabricants pour les sources laser dédiées au coupage[6] [41]. On corrige cette valeur de la consommation électrique du groupe de refroidissement de la source sous l'hypothèse d'un coefficient de performance (COP Coefficient of Performance) égal à 2.0, dont la valeur est justifiée en annexe 0. Sous ces hypothèses, la puissance électrique totale P_e consommée par le laser et son groupe froid est égale à 3.3 fois la puissance laser utile P_{las}, ou encore un rendement efficace, groupe froid inclus, de $P_{las}/P_e = 31\%$.
- pour le générateur plasma une valeur forfaitaire de rendement de 95% est considérée, incluant le refroidissement de la torche et du générateur avec de l'eau à température ambiante (voir aussi annexe 0).

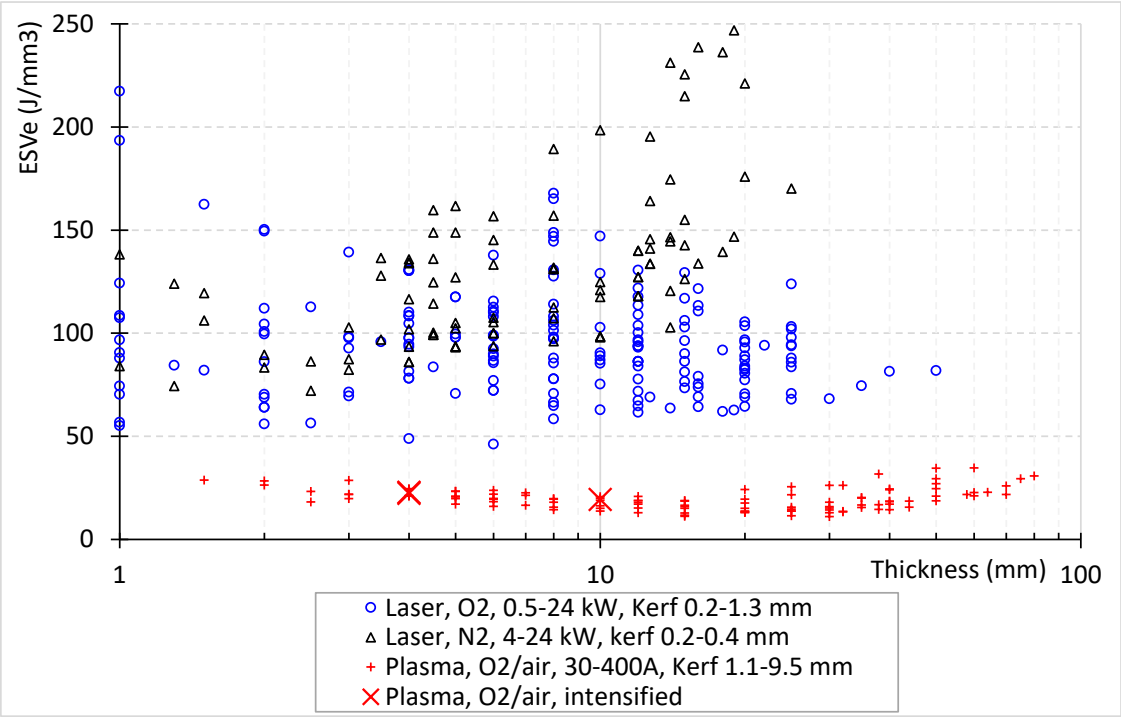


Figure 55 - Energie spécifique volumique électrique ESL_e comparée pour les procédés laser O_2, laser N_2, plasma O_2/air.

Figure 55 permet de visualiser la bien meilleure performance énergétique des procédés plasma par rapport au laser pour fondre du métal, en raison des rendements différenciés des deux sources.

[6] Certaines sources avec un rendement de 50% ont une moins bonne qualité de faisceau et ne sont pas utilisées pour le coupage

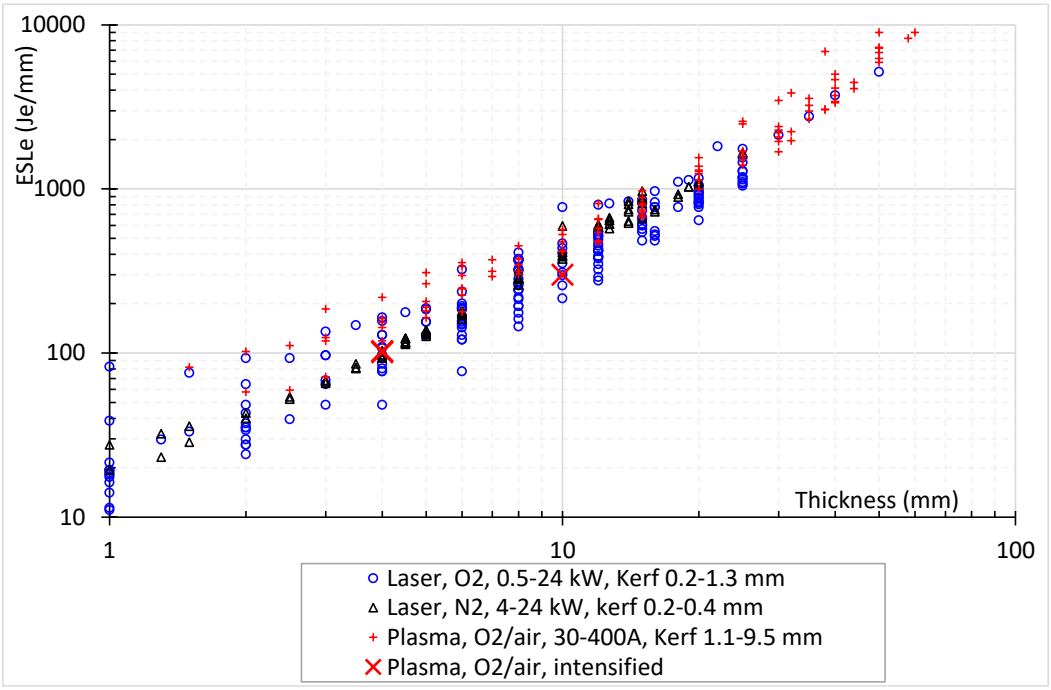


Figure 56 - Energie spécifique linéique électrique ESL_e comparée pour les procédés laser O_2, laser N_2, plasma O_2/air.

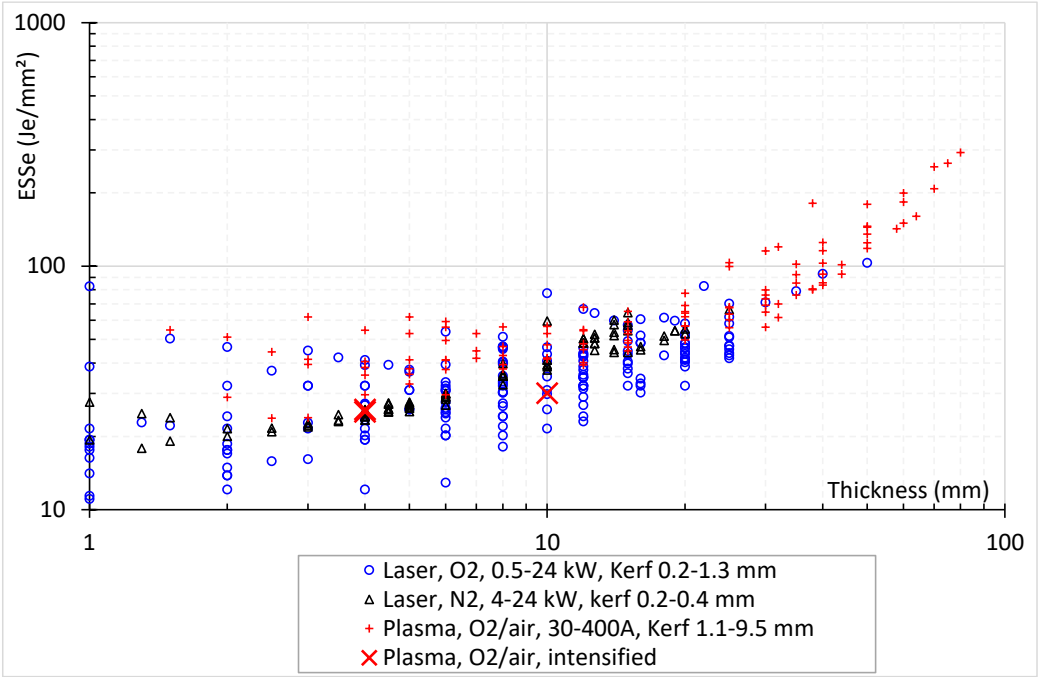


Figure 57 - Energie spécifique électrique de surfaçage ESS_e rapportée à la consommation électrique comparée pour les procédés laser O_2, laser N_2, plasma O_2/air.

ESS_e moyenne	**Épaisseur**		
J/mm³	**Ep. < 10 mm**	**Ep. >= 10 mm**	**Jeu complet 0.5-80 mm**
Laser O_2	28.4	45.9	36.4
Laser N_2	27.3	50.1	36.5
Plasma O_2/air	41.0	88.3	73.4
Plasma O_2/air intensifié	27.9	NA	27.9

Tableau 11 - Energies spécifiques de surfaçage rapportées à la consommation électrique ESS_e comparée pour les procédés laser O_2, laser N_2, plasma O_2/air.

On observe sur le nuage de points que l'énergie électrique consommée par unité d'avance (ESL_e) Figure 56 ou par unité de surface de saignée (ESS_e) Figure 57 est équivalente entre le plasma conventionnel (hors plasma intensifiés) et le laser au-dessus de 10 mm d'épaisseur. L'écart sur les valeurs moyennes dans le tableau est lié à la capacité de coupe inférieure en laser qui induit un échantillonnage surpondéré des fortes épaisseurs dans le calcul de la moyenne plasma, y compris sur le jeu de données complet.

En dessous de 10 mm d'épaisseur, la découpe laser fibre azote ou oxygène est aujourd'hui devenue plus efficace énergétiquement (à la prise de courant électrique) que la découpe plasma O_2/air.

Les points de fonctionnement avec des jets plasma intensifiés (croix rouges sur les graphiques Figure 56 et Figure 57) montrent une énergie spécifique électrique équivalente au laser à 4 mm et 10 mm d'épaisseur. On peut en conclure que l'utilisation de jets plasmas intensifiés permettant de réduire les largeurs de saignées plasma pour s'approcher de celles du laser est un axe pertinent d'amélioration de l'efficacité énergétique du procédé de découpe thermique.

3.1.1. Conclusion sur les facteurs d'échelles énergétiques

Malgré l'augmentation des puissances disponibles, les baisses de coût, et l'amélioration de l'efficacité des sources laser spectaculaire depuis les 20 dernières années, le niveau de puissance laser est structurellement limité par son rendement énergétique à la prise de courant, actuellement de 31% en tenant compte du groupe de refroidissement pour les meilleures sources fibres, et par le coût de fabrication des composants opto-électroniques. La puissance des installations plasma est en revanche pratiquement illimitée en raison du faible coût des composants d'électronique de puissance et du très bon rendement des convertisseurs (>95%). La possibilité d'utiliser le laser pour la découpe dans des conditions efficaces énergétiquement est donc liée à sa capacité à déposer de l'énergie sur une très petite surface. Le plasma en revanche produit aujourd'hui des saignées de découpe dont la largeur est d'un ordre de grandeur supérieure à celle du laser, ce qui pénalise son efficacité énergétique linéique et de surfaçage.

La performance énergétique électrique utile, caractérisée par la consommation électrique par surface de saignée formée, est ainsi aujourd'hui meilleure en laser qu'en plasma conventionnel en dessous de 10 mm, et équivalente au-dessus de 10 mm d'épaisseur.

Suivant ce critère de performance énergétique électrique du procédé à la prise de courant (ESS_e), le plasma intensifié fait jeu égal avec le laser en dessous de 10 mm d'épaisseur, y compris en comparaison à la coupe laser fibre sous N_2 jusqu'à 24 kW (i.e. l'état de l'art en 2023) ; et on s'attend à ce qu'il soit meilleur au-dessus de 10 mm. Un procédé plasma permettant d'atteindre la largeur des saignées du laser permettrait d'ambitionner des gains factoriels du point de vue de l'efficacité énergétique, non seulement par rapport au plasma conventionnel mais aussi par rapport au laser.

Pour illustrer nos conclusions, on compare dans le Tableau 12 ci-dessous les énergies spécifiques moyennes sur le jeu de données d'épaisseurs 1 à 25 mm, pour lequel les échantillonnages sont similaires entre les trois procédés pour lesquels nous disposons de données industrielles, et dans une plage où l'influence de l'épaisseur sur l'évolution de l'énergie de surfaçage est faible en plasma O_2 et en laser O_2.

Moyennes énergétiques procédé et électriques, et saignées sur la plage d'épaisseurs [1-25] mm	ES Volumique		Saignée	ES de Surfaçage	
	ESV_p	ESV_e	W_k	ESS_p	ESS_e
	J/mm³	J/mm³	mm	J/mm²	J/mm²
Laser O_2	29.7	95.9	**0.38**	10.9	**35.3**
Laser N_2	41.2	133.1	**0.28**	11.3	**36.5**
Plasma O_2/air	17.9	18.9	**2.85**	47.9	**50.5**
Plasma O_2/air intensifié	19.9	20.9	**1.35**	26.5	**27.9**

Tableau 12 – Résumé des énergies spécifiques volumiques (ESV) et de surfaçage (ESS) rapportés au procédé (thermique) ou à la consommation électrique pour les procédés étudiés.

3.2. Redistribution énergétique

3.2.1. Introduction

L'approche énergétique présentée à partir des données de coupe industrielles a montré que le besoin en énergie thermique apportée par le procédé pour fondre un volume donné de matière, l'ESV_p en J/mm³, était du même ordre de grandeur entre le laser et le plasma, avec un léger avantage d'efficacité au plasma.

Différentes approches ont été menées pour comprendre la manière dont l'énergie apportée par le procédé est utilisée au niveau de la saignée de découpe, et se répartit en pertes dans la tôle et vers le milieu ambiant. Les travaux menés dans le cadre des thèses de Pierre Freton [12] et Laurence Girard [13] ont apporté des éléments sur la manière dont se répartit l'énergie électrique du plasma d'arc dans ces différents usages. On en présente Figure 58 une synthèse de la répartition des puissances illustrée sur un calcul de jet plasma en interaction avec la tôle.

- P_{arc} =U × I= 3 à 150 kW
- Les pertes P_{sup} dans le jet plasma libre sont de 15% à 25% en coupage, dont une partie re-chauffe la tôle par sa surface
- La puissance $P_{saignée}$ qui entre dans la saignée est répartie en :
  - P_{cond} par conduction thermique
  - P_{loss} est perdue dans le jet de plasma en extinction sous la tôle

La part P_{utile} qui chauffe et fond le volume de métal correspondant à la saignée varie de 10% à 50% de P_{arc} (dépendant directement de la vitesse) [5].

$$P_{utile} = vS\rho\left[C_p\left(T_f - T_{amb}\right) + L_f\right]$$

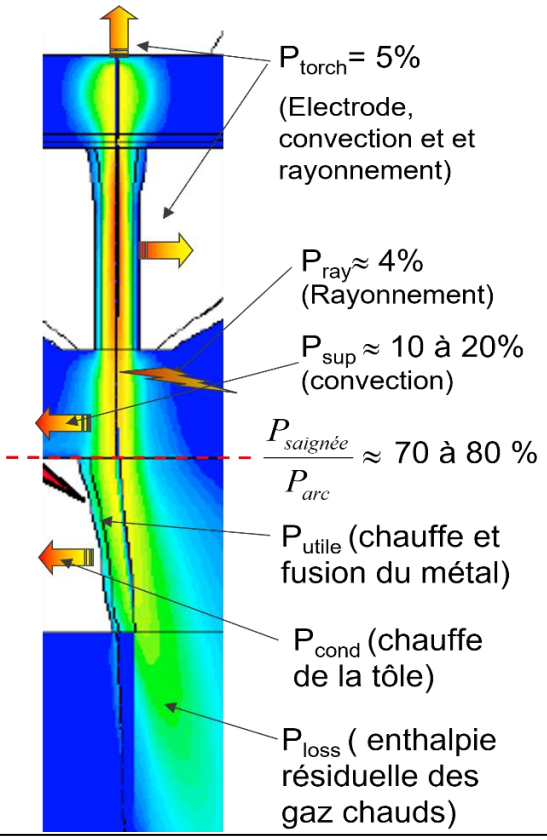


Figure 58 – Distribution de la puissance électrique en ses différents usages.

Nous compléterons dans les sections suivantes ces travaux en étudiant successivement les pertes à la torche, la consommation énergétique des mécanismes de conduction et de fusion dans la tôle, et le rôle de l'oxydation. Les apports bibliographiques des autres équipes ayant travaillé sur le sujet seront convoqués au fur et à mesure.

3.2.2. Pertes torche

Une première question largement documentée dans les torches à arc soufflé, mais très peu dans le cas des torches de coupage, porte sur la part de la puissance de l'arc électrique qui est récupérée par le circuit de refroidissement de la torche. Ce refroidissement est généralement assuré par une circulation d'eau, éventuellement additionnée d'antigel, qui est mise en contact avec les éléments les plus exposés de la torche : l'électrode et la ou les tuyères. L'eau est circulée au moyen d'une pompe vers la torche, où elle se réchauffe, puis passe dans un échangeur où elle se refroidit. La méthode la plus simple pour estimer la puissance thermique récupérée par la torche est la calorimétrie, c'est-à-dire de mesurer le débit d'eau et l'augmentation de température entre l'entrée et la sortie de la torche. La puissance thermique récupérée est :

$$P_{torche} = \dot{m} C_p (T_{out} - T_{in})$$

Équation 5 – Bilan calorimétrique du circuit de refroidissement

Avec :

- P_{torche} la puissance thermique
- $\dot{m}$ le débit massique et C_p la chaleur massique du fluide de refroidissement
- T_{in} et T_{out} les températures d'entrée et de sortie du fluide de refroidissement

Parmi les difficultés rencontrées lors de la vérification du dispositif expérimental, on peut citer :

- Au-delà de la calibration classique des thermocouples, la vérification de leur immunité aux perturbations électromagnétiques émises par le plasma est critique en raison des faibles niveaux de potentiel des couples thermoélectriques.
- Il est apparu que les constantes de temps thermiques des différents composants du système étaient très différentes :
    - quelques secondes pour les consommables exposés au plasma,
    - quelques dizaines de minutes pour la torche et ses flexibles d'alimentation.

Ces différences ont imposé des mesures sur des temps longs, de l'ordre de 30 minutes, pour atteindre le régime thermique stationnaire établi. Cependant, une oscillation de la température de l'eau demeurait en entrée de la torche, liée à l'hystérésis du thermostat du groupe froid, qui a imposé une correction du décalage de température lié à la position des points de mesure des thermocouples, ainsi que la prise en compte de l'inertie thermique des flexibles d'alimentation.

Nous avons finalement pu exploiter les mesures calorimétriques sur une torche de coupage utilisée en continu pendant plusieurs dizaines de minutes sur le dispositif expérimental présenté au 2.6.1 .

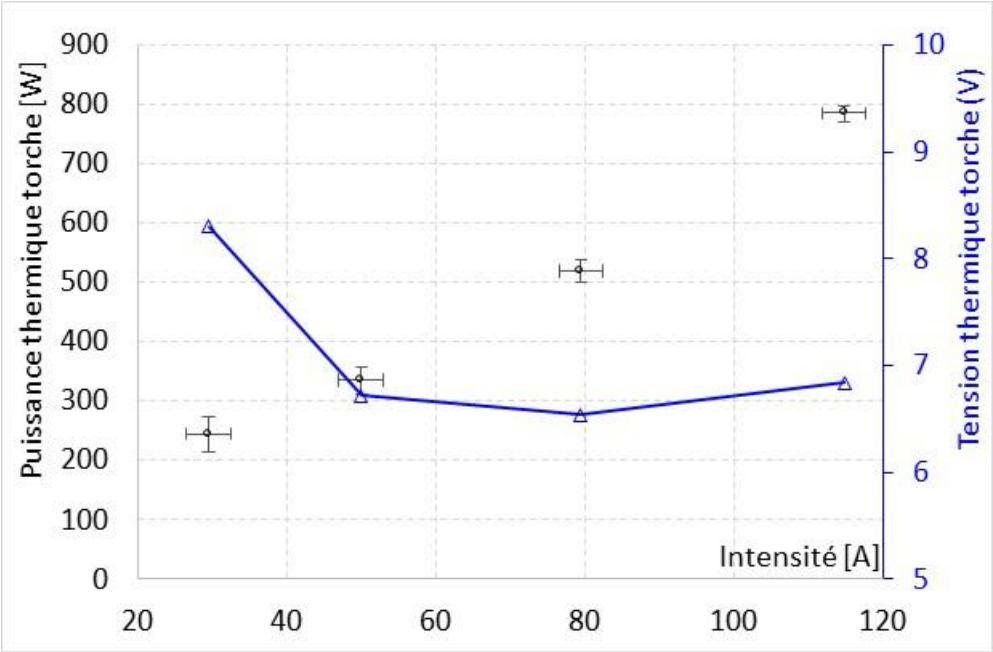


Figure 59 – Exemple de bilan calorimétrique d'une torche de coupage plasma à insert émissif en hafnium sous oxygène en fonction de l'intensité. En noir axe de gauche : puissance thermique. En bleu axe de droite : tension thermique.

On observe Figure 59 que la puissance thermique récupérée à la torche est proportionnelle à l'intensité (hormis le point à 30 A un peu décalé). On en extrait une grandeur homogène à une tension et appelée tension thermique torche U_{tt} qui définit les pertes à la torche par $P_{torche} = I.\ U_{tt}$. Les tensions thermiques mesurées sont de l'ordre de 5 à 8 V selon les configurations (géométrie des consommables, pression, gaz plasmagène, …).

Ces pertes thermiques à la torche représentent de l'ordre de 4% à 6% de la puissance totale U × I de l'arc, mais la caractérisation des pertes par une tension thermique proportionnellement à l'intensité est préférée à une approche en rapport à la puissance totale de l'arc car celle-ci peut varier énormément en fonction de la longueur d'arc, via la hauteur de coupe, alors que les pertes à la torche y sont insensibles.

3.2.3. Transfert thermique à la tôle

Lorsque la découpe thermique est réalisée avec un gaz oxygène, une réaction exothermique de combustion contribue à l'apport de puissance, qui sera étudiée en détail section 3.2.4. Hormis cet apport énergétique d'origine chimique, le transfert de chaleur depuis le jet plasma vers le métal en fusion dans la saignée en formation se fait via trois mécanismes principaux :

- le rayonnement, sur un large spectre radiatif
- le transfert conducto-convectif entre le jet plasma chaud et le métal froid
- le flux enthalpique des électrons au niveau du pied d'arc anodique, cf. 4.1.2.

Le rôle du pied d'arc anodique, en particulier sa position et son extension géométrique ont été étudiés dans le cadre de la thèse [13] de Laurence Girard. P. Teulet & al [6] concluent à une remontée vers le haut de la saignée du pied d'arc lorsque la vitesse augmente, par exemple présentée en Figure 60.

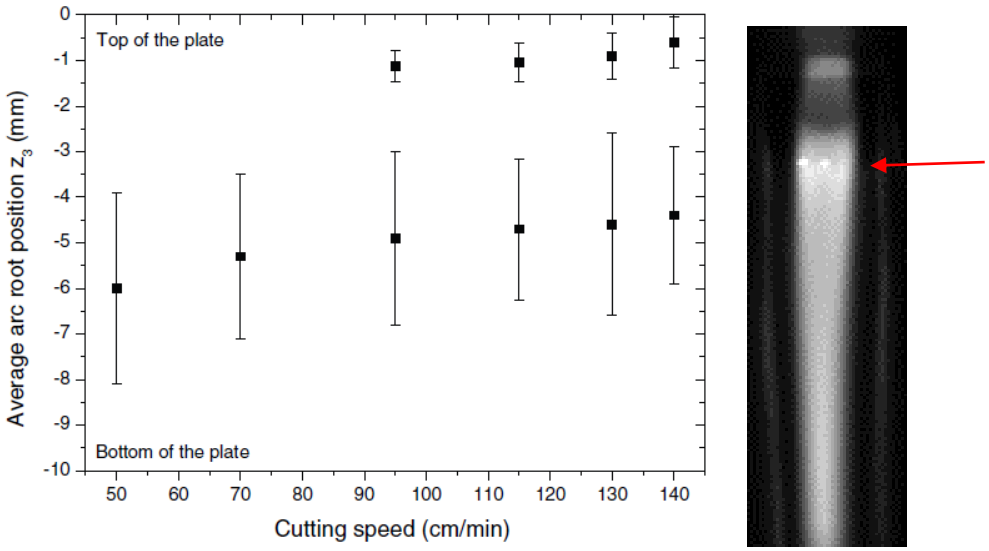


Figure 60 – A gauche : Estimation de la position du pied d'arc anodique en fonction de la vitesse de coupe à partir d'analyses de la luminosité de la scène dans la saignée, d'après [6]. A droite : visualisation de spots lumineux sur le pourtour de l'entrée de front de coupe en vue de coupe par derrière.

Ce résultat est confirmé par la tendance à la diminution de la tension d'arc avec la vitesse de coupe jusqu'à une asymptote à partir d'une certaine vitesse, présentée par exemple Figure 69. Au-delà d'un seuil de vitesse, le pied d'arc est situé en haut de saignée, et semble répartir sur toute l'arête circulaire supérieure du front de coupe, et immédiatement en dessous, comme la visualisation Figure 60 (flèche rouge) le laisse à penser.

Dans la matière condensée, film de métal liquide et tôle à l'état solide, la chaleur se propage et se dissipe via trois grands mécanismes :

- la chauffe par conduction pour amener le métal de la température ambiante à son point de fusion T_f
- la chaleur latente de fusion de l'acier consommée lors du changement de phase solide - liquide
- la surchauffe éventuelle du métal liquide au-delà de sa température de fusion. Le film de métal liquide en écoulement dans la saignée ayant une épaisseur faible mais non nulle, il y a en effet un gradient de température entre sa surface, plus chaude, et le front de fusion à T_f.

On commence par évaluer les énergies nécessaires à réaliser la fonction désirée de coupage. Sauf mention contraire, les propriétés de l'acier utilisées sont celles publiées dans [6] :

- Masse volumique de l'acier ρ : 7960 kg/m^3, dont on néglige les variations avec la température et l'état liquide ou solide
- Température de fusion T_f = 1500 °C, et de vaporisation (du fer) T_v = 2800 °C
- Capacité thermique massique de l'acier à l'état solide C_p^s = 600 J kg^{-1} K^{-1}, valeur moyenne entre 300 K et 1400 K. A l'état liquide, C_p^l = 750 J kg^{-1} K^{-1}, d'après [177].
- Conductivité thermique κ de 44 W m^{-1} K^{-1}, valeur moyenne entre 300 K et 1400 K
- Chaleur latente de fusion de l'acier pris comme du fer pur (LHF_{Fe}) = 272 kJ/kg
- La température ambiante T_0 est choisie arbitrairement à 20 °C

L'énergie spécifique volumique de chauffe ESV_h (heating) requise pour chauffer une unité de volume de métal de saignée de la température ambiante jusqu'à sa température de fusion se calcule :

$$ESV_h = \rho C_p^s (T_f - T_0) = 7.0\ J/mm^3$$

Équation 6 - Energie spécifique volumique de chauffe

Cette énergie n'est autre que la puissance thermique P_h (en W) nécessaire à chauffer le volume de saignée de T_0 à T_f rapportée au taux d'enlèvement de matière $RR = V_c \times Th \times W_k$ présenté au 3.1.2.

L'énergie spécifique volumique de fusion ESV_f requise pour le changement de phase est directement la chaleur latente volumique de fusion :

$$ESV_f = \rho LHF_{Fe} = 2.1\ J/mm^3$$

Équation 7 - Energie spécifique volumique de fusion

L'énergie spécifique volumique de surchauffe ESV_{sh} (superheating) requise pour chauffer une unité de volume de métal liquide de sa température de fusion à une température moyenne du bain liquide T_{liq}, se calcule par:

$$ESV_{sh} = \rho Cp_l(T_{liq} - T_m)$$

Équation 8 - Energie spécifique volumique de surchauffe

Les mesures de la température de surface du métal liquide dans la saignée, réalisées par pyrométrie bichromatique en situation de coupe plasma sous oxygène (cf. [6] et 2.6.7), sont de l'ordre de 1630 °C, peu variables avec la vitesse de coupe. Il s'agit donc d'une surchauffe modérée par rapport à la température de fusion de 1500°C environ, très inférieure à la température d'ébullition du métal liquide. Les profils verticaux de température mesurés Figure 42 montrent que cette température de 1630°C est une bonne estimation de la température sur toute la surface du front de saignée, et on suppose donc que la température moyenne du métal liquide est la moyenne entre la température de surface et la température au front de fusion, on estime T_{liq} = 1565 °C et

$$ESV_{sh} = 0.4\ J/mm^3$$

L'énergie volumique superflue de surchauffe est donc faible par rapport à l'énergie minimale utile ESV_u « juste nécessaire » à réaliser l'opération de découpe, c'est-à-dire juste chauffer et fondre, le juste nécessaire volume de saignée :

$$ESV_u = ESV_h + ESV_f = cste = 9.1\ J/mm^3$$

Ce résultat reste vrai même si on se trompe d'un facteur 2 ou 3 sur l'hypothèse de température de surface de métal liquide moyenne.

Lors de la découpe, la chaleur se propage au-delà de la zone de la saignée. La propagation de la chaleur dans la tôle a fait l'objet d'études analytiques initiées par Rosenthal [174], qui décrit le champ de température crée par une source de chaleur mobile se déplaçant à vitesse constante sur une tôle de dimensions XYZ infinies, utile aux applications de soudage et coupage. Les équations de propagation de la chaleur sont transformées par un changement de variable d'abscisse de position sur l'axe de déplacement $X' = X - V_c \times t$ pour les rendre stationnaires dans le repère de la source mobile de chaleur. Cette approche analytique a ensuite été raffinée, par exemple par Miyasaki et Giedt [175] ainsi que par Swift-Hook et al [187] pour décrire le transfert de chaleur des procédés de soudage par keyhole en considérant le transfert thermique 2D seulement, et un front de fusion de forme elliptique ou cylindrique. Ces travaux ont aussi été appliqués au coupage plasma par Nemchinsky dans une suite d'articles s'étalant de 1997 à 2017, voir par exemple [173] ; il y suppose un front de saignée idéalisé ayant la forme d'un demi-cylindre dont le diamètre est la largeur de saignée, la hauteur l'épaisseur de tôle, à la surface duquel la température de fusion du métal T_f est imposée.

La forme générale du champ de température T(x,y) dans la tôle pour une source de chaleur ponctuelle distribuée de manière homogène dans l'épaisseur de la tôle s'écrit (équation de Rosenthal) :

$$T(x,y) - T_0 = \frac{P_t}{Th}\frac{1}{2\pi\kappa} e^{-\frac{V_c}{2\alpha}x} K_0\left(\frac{V_c}{2\alpha}r\right)$$

Équation 9 – Equation de Rosenthal pour le champ de température généré par une source mobile ponctuelle se déplaçant dans un plan 2D infini

Avec,

- T_0 la température à l'infini et P_t la puissance de la source mobile ponctuelle
- $x = X - V_c t$ l'abscisse sur l'axe du déplacement dans le repère de la source mobile, y=Y étant l'ordonnée mesurant la distance latérale à l'axe de la découpe
- $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ la distance au centre de la source de chaleur dans le repère de la source mobile
- $\alpha = \frac{\kappa}{\rho C_p}$ la diffusivité thermique du matériau, dans notre cas égale à 9.3×10^{-6} m^2/s
- K_0 la fonction de Bessel du deuxième type d'ordre zéro

Teulet & al [6] ont pu confirmer la validité du modèle de propagation de la chaleur dans la tôle dérivé de ces travaux, Figure 61, en comparaison avec des expériences en découpe réelles instrumentées de thermocouples (dispositif présenté en section 2.6.7), permettant de remonter en champ lointain aux isothermes et aux flux par méthode inverse, en calibrant la puissance transférée à la tôle pour minimiser l'écart entre modèle et calculs au niveau des thermocouples.

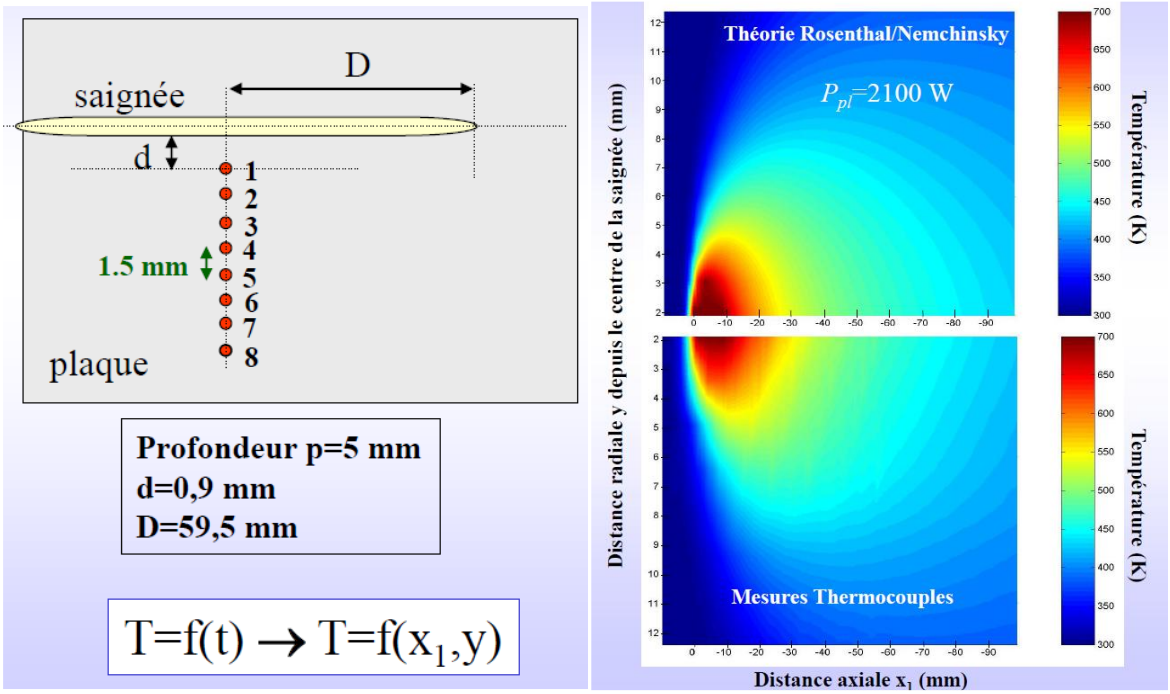


Figure 61 – Reconstitution du champ de température dans la tôle en situation de découpe par méthode inverse à partir des enregistrements temporels de signaux de thermocouples, et comparaison au champ de température théorique en tôle infinie de Rosenthal. D'après [13], [6].

Ce résultat valide les hypothèses simplificatrices qui avaient été justifiées théoriquement par les auteurs précédents, entre autres :

- que les échanges de chaleur entre la tôle et l'air ambiant sont négligeables aux échelles de temps de la thermique de découpe
- que l'hypothèse de tôle infinie est bien justifiée dans la majorité des cas, i.e. que la tôle est grande devant la saignée

- que le modèle simplifié de source ponctuelle, est suffisant pour étudier les transferts thermiques en champ lointain.

Le terme $Pe = \frac{V_c}{2\alpha} r$ apparaissant dans l'équation de Rosenthal est un nombre de Peclet, qui est le rapport entre le transport de chaleur dans la tôle par déplacement de la torche, et celui par diffusion au niveau du front de coupe, basé sur une longueur caractéristique r/2, c'est à dire la mi-distance du point d'étude au centre de la source de chaleur. Ce nombre de Peclet décrit la compétition entre la conduction dans la tôle et l'apport de capacité thermique volumique « fraiche » par la vitesse d'avance à travers le terme $V_c \times \rho \times C_p$.

Si on considère comme longueur caractéristique le rayon de l'isotherme de température de fusion T_f, représentatif de la demi-largeur de saignée en coupage thermique, on peut calculer ce nombre de Peclet $Pe=V_c \times W_k/4\alpha$ à partir des barèmes industriels plasma et laser étudiés en section 3, et observer Figure 62 qu'il varie dans une plage de 0.1 à 10.

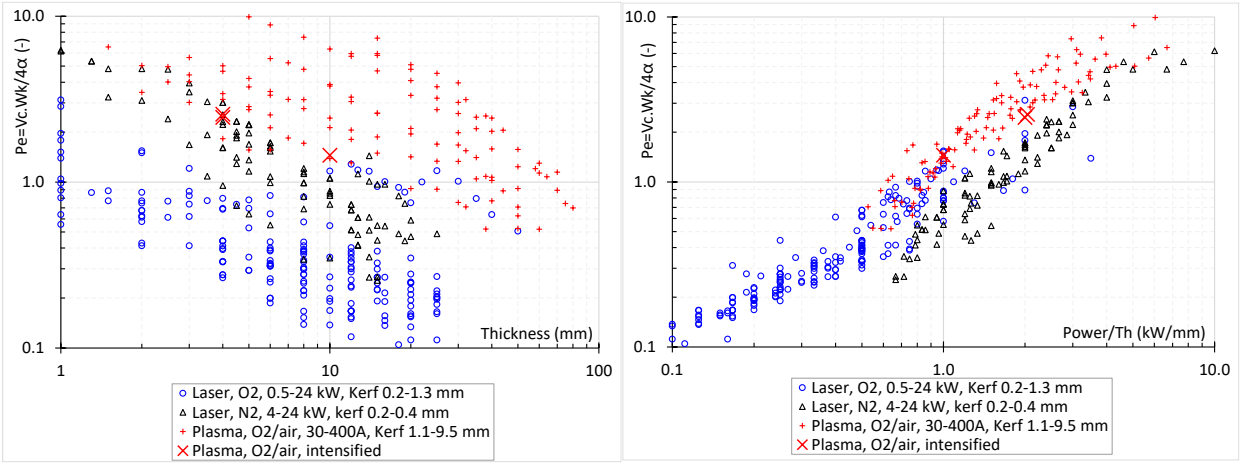


Figure 62 – Nombre de Peclet pour la conduction dans la tôle $Pe = V_c \times W_k/4\alpha$ pour la base de données de points de fonctionnement laser O_2, laser N_2 et plasma O_2/air. A gauche, en fonction de l'épaisseur. A droite, en fonction de la puissance procédé P_p rapportée à l'épaisseur

Le nombre de Peclet varie donc de plus ou moins une décade autour de l'unité, ce qui montre que les deux phénomènes de déplacement de la torche et de diffusion de la chaleur sont aussi importants l'un que l'autre pour la détermination du champ de température dans la tôle, et par conséquent pour l'évaluation des pertes par conduction. On note aussi que pour un matériau et une épaisseur donnée, ce nombre de Peclet est aussi égal, à une constante près, au taux d'enlèvement de matière. Par conséquent, on retrouve Figure 62 une presque proportionnalité de Pe à la puissance par unité d'épaisseur coupée, comme l'était le taux d'enlèvement matière présenté Figure 44.

En observant plus finement la ségrégation entre les nuages de points Figure 62, on propose les commentaires suivants :

- l'extension du nuage de nombre de Peclet plasma [0.5-10] est décalée vers le haut par rapport au coupage laser [0.1-8], probablement en raison des saignées plus larges.
- le centre du nuage de nombre de Peclet plus élevé en coupage laser azote qu'en laser oxygène est lié à la fois aux vitesses supérieures atteintes avec le procédé azote, et au taux d'enlèvement matière supérieur en découpe oxygène, et dont nous reparlerons.

A partir de la théorie de Rosenthal, différents auteurs ont étudié la puissance thermique P_t transférée à la tôle en fonction des conditions aux limites considérées pour l'isotherme du point de fusion, et qui est représentatif de la géométrie du front de saignée de découpe.

Nemchinsky [181] a considéré en 2006 une condition limite modélisant un front de fusion idéalisé en forme de demi-cylindre avec une condition limite de température imposée T_f. D'après lui, la puissance P_κ transférée à la tôle par conduction à travers le front de saignée, se simplifie lorsque le nombre de Peclet est grand devant 1 et permet de relier celle-ci à la largeur de saignée par :

$$P_\kappa = \pi Th \frac{W_k}{2} V_c (T_f - T_0) \frac{\kappa}{\alpha}$$

en divisant cette puissance par le taux d'enlèvement de matière RR = Th × W_k × V_c, on obtient une énergie transférée par conduction à la tôle par unité de volume de saignée découpée constante :

$$ESV_\kappa = \frac{\pi}{2} \rho Cp_s (T_f - T_0) = 11.0 \ J/mm^3$$

Cette énergie transférée par conduction à la tôle par unité de volume de saignée découpée est supérieure d'un facteur $\frac{\pi}{2}$ à la fraction ESV_h strictement utile à la découpe, qui ne considère que le volume de saignée. En effet, une partie ESV_{cl} (conduction losses) de la chaleur transférée à la tôle par conduction est diffusée de part et d'autre de la trajectoire de la saignée, dans la tôle « restante après découpe» qui chauffe inutilement, mais inévitablement, en raison du passage du front de fusion.

$$\frac{ESV_\kappa}{ESV_h} = \frac{\pi}{2} \quad \text{et} \quad ESV_\kappa = ESV_h + ESV_{cl}$$

avec par différence $$ESV_{cl} = \left(1 - \frac{\pi}{2}\right) \rho Cp_s (T_f - T_0) = 4.0 \ J/mm^3$$

Swift-Hook & al [187] ont modélisé en 1973 le soudage avec un front de fusion idéalisé en forme de cylindre avec une condition limite de température imposée T_f à sa surface. Ils ont comme Nemchinsky étudié le comportement asymptotique à nombre de Peclet grand et petit devant 1, et aboutissent à une relation entre la puissance adimensionalisée et le nombre de Peclet, de rapport constant à nombre de Peclet élevé, mais de valeur différente de celle obtenue par Nemchinsky.

Miyasaki et Giedt [175] ont aussi étudié en 1981 le même front de fusion idéalisé en forme de cylindre avec une condition limite de température imposée T_f, en intégrant cette fois-ci numériquement les flux exacts calculés à partir du champ de température décrit par les fonctions de Bessel sur la surface de la condition limite. Ils obtiennent ainsi une relation entre la puissance transférée et le nombre de Peclet exacte sur toute la plage de variation de celui-ci.

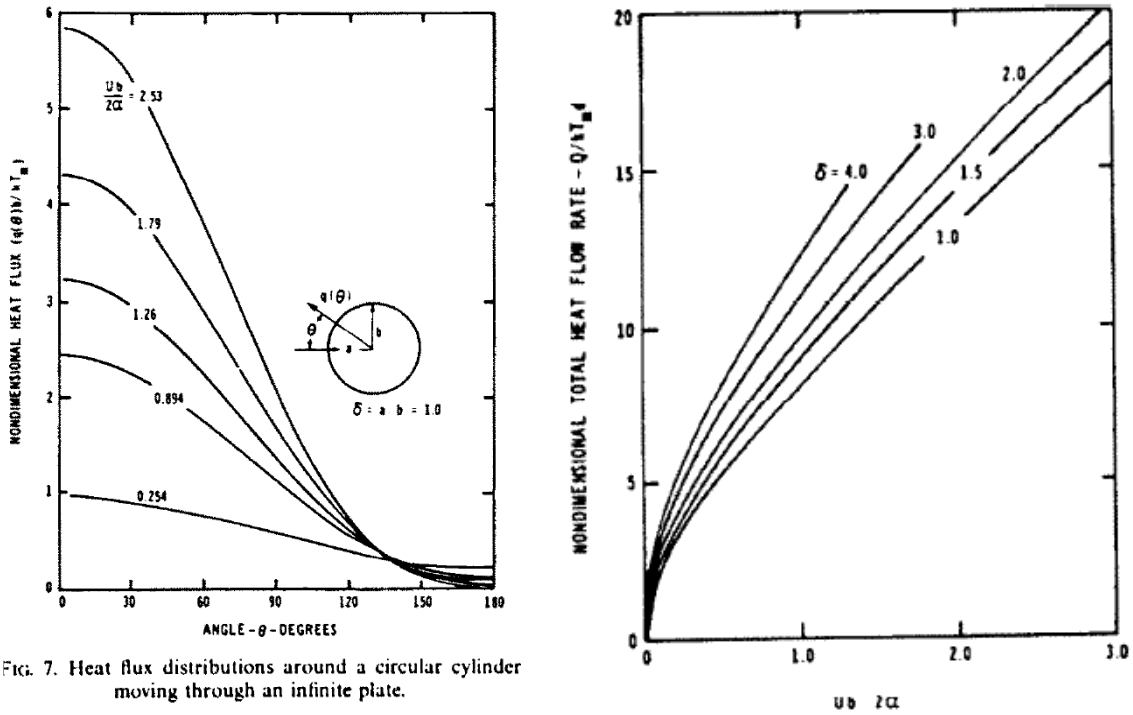


FIG. 7. Heat flux distributions around a circular cylinder moving through an infinite plate.

Figure 63 – A gauche, distribution du flux de chaleur adimensionnalisé à travers un cylindre imposant la conduction limite T_f. A droite : relation entre la puissance transférée par conduction dans la tôle adimensionalisée par $\kappa(T_f-T_0)$ et le nombre de Peclet. D'après Miyasaki et Giedt [175] .

Figure 63, les résultats obtenus en situation de soudage par Miyasaki et Giedt [175] sur la distribution du flux de chaleur à la surface du cylindre imposant la condition limite montrent que le flux de chaleur transféré vers l'arrière dans le sillage thermique de la source (angle de 90° à 180°) est faible devant celui en front de déplacement, et que ces résultats peuvent donc être transposés au coupage.

Pour ces trois sources bibliographiques, on a reconstruit Figure 64 le rapport de l'énergie ESV_κ transférée par conduction à la tôle à la fraction ESV_h de celle-ci qui sert à chauffer seulement le volume de saignée qui sera enlevé.

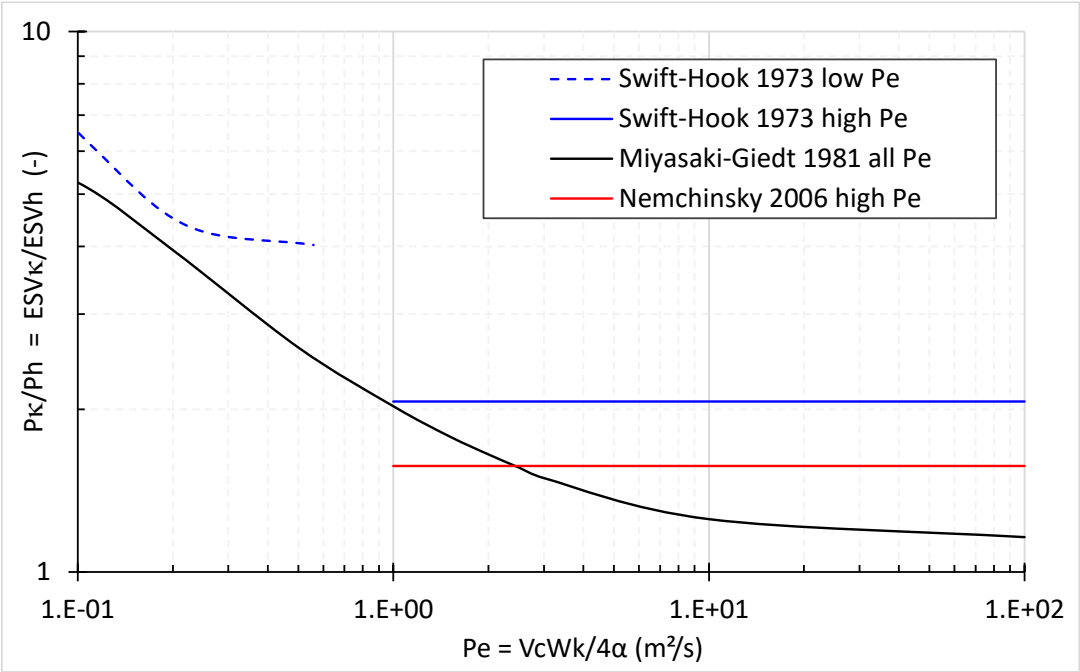


Figure 64 – Rapport entre la puissance, ou l'énergie spécifique volumique, transférée par conduction à la tôle et sa fraction juste nécessaire à chauffer le volume de saignée. D'après différents auteurs : Swift-Hook [187] , Miyasaki & Giedt [175] , Nemchinsky [181] .

Ce rapport représente le cout des pertes par conduction dans la tôle, et ne dépend que du nombre de Peclet, avec lequel il décroit. Ainsi, plus la vitesse de coupe, ou le taux d'enlèvement matière est élevée, et moins la part relative des pertes par conduction sera importante.

Il n'est pas évident d'expliquer les différences entre les trois sources Figure 64. On remarque cependant que les ordres de grandeurs sont cohérents, et on retient pour la suite les résultats numériques de Miyasaki & Giedt [175], qui ont fait le moins d'hypothèses simplificatrices *a priori*.

On peut finalement calculer l'apport total de chaleur transférée à la tôle par unité de volume de saignée découpée, ou encore énergie spécifique volumique transférée ESV_t au niveau du front de coupe par unité de volume de saignée découpée :

$$ESV_t = ESV_f + ESV_h + ESV_{cl} + ESV_{sh} \quad \text{avec } ESV_h + ESV_{cl} = ESV_\kappa(Pe)$$

Les deux premiers termes représentent l'énergie $ESV_f + ESV_h = ESV_u$ juste nécessaire pour chauffer et fondre le métal et les deux derniers $ESV_{cl} + ESV_{sh}$ les pertes par conduction dans la tôle demeurant à l'état solide et par surchauffe inutile du film liquide au-delà de la température de fusion.

Les résultats en fonction du nombre de Peclet, proportionnel à RR/Th, sont présentés ci-dessous.

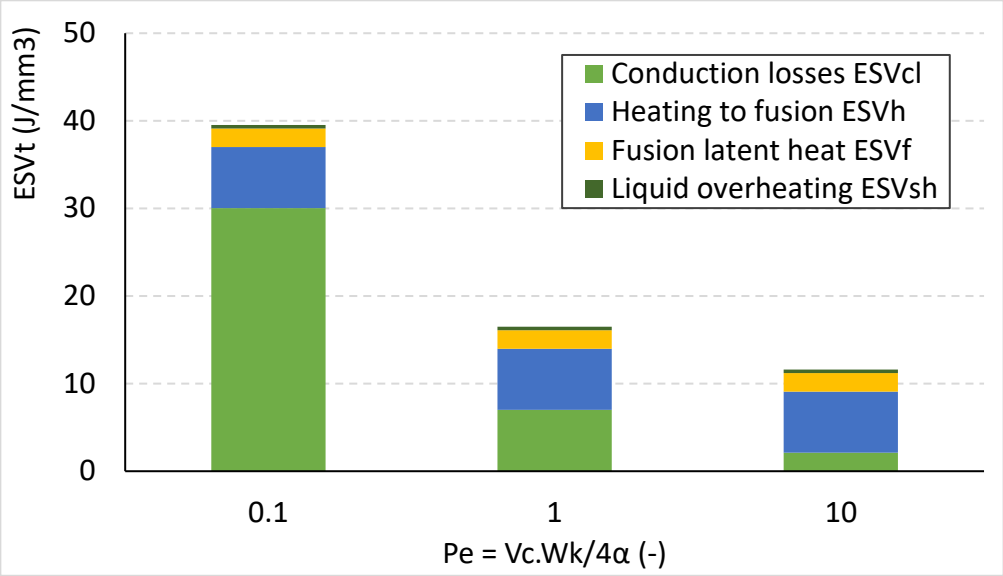


Figure 65 – Distribution de l'énergie spécifique transférée au front de coupe rapporté au volume de saignée découpée (ESV_t) en fonction de ses emplois énergétiques et pour la plage de nombre de Peclet $V_c \times W_k/4\alpha$ = [0.1 ;1 ;10] représentative de la découpe laser et plasma. Acier doux typique (Fe > 98%), de diffusivité thermique $\alpha = 6.3 \times 10^{-6}$ m^2/s.

Pe = $V_c \times W_k/4\alpha$ = RR/(4α.Th) (sans dimension)	**0.1**	**1**	**10**
ESV_κ/ESV_h (sans dimension)	**5.3**	**2.0**	**1.3**
ESV_t (J/mm³)	**39.5**	**16.5**	**11.6**
dont pertes par conduction latérale ESV_{cl} (J/mm³)	*27.9*	*7.0*	*3.5*
dont chauffe du volume de saignée ESV_h (J/mm³)	*7.0*	*7.0*	*7.0*
dont chaleur latente ESV_f (J/mm³)	*2.1*	*2.1*	*2.1*
dont pertes par surchauffe liquide ESV_{sh} (J/mm³)	*0.4*	*0.4*	*0.4*
$ESV_u = ESV_h+ESV_f$ (J/mm³)	**9.1**	**9.1**	**9.1**
ESV_u/ESV_t (sans dimension)	23%	55%	79%

Tableau 13 – Calcul de l'énergie transférée à la tôle ESV_t et sa distribution par type de d'usage et de pertes pour différents nombres de Peclet

Cette Energie Spécifique Volumique transférée au front de coupe (ESV_t = [11.6 – 39.5] J/mm³) est une grandeur féconde d'interprétation physique :

- ESV_t ne dépend que de premiers principes physiques : bilans énergétiques et équation de conduction de la chaleur, et des propriétés élémentaires du matériau : κ, ρ, C_p, T_f, LHF_{Fe} ; à l'exception de la température de surchauffe liquide moyenne T_{sh}, mesurée expérimentalement, mais dont l'influence est faible sur le résultat.
- ESV_t représente le « besoin » de quantité de chaleur du point de vue la tôle, indépendamment de la nature du transfert de chaleur en amont du film de métal liquide, et donc indépendamment du procédé de découpe thermique étudié (plasma, laser, oxycoupage).
- ESV_t ne dépend que d'un nombre de Peclet $Pe = V_c \times W_k/4\alpha$ rapportant le taux d'enlèvement matière à épaisseur constante à la diffusivité thermique du matériau. La forme de la fonction du Peclet ne dépend, selon les auteurs étudiés, que des hypothèses sur la géométrie du front de fusion, et des simplifications asymptotiques de la fonction de Bessel K_0. Tous les articles aboutissent aux mêmes ordres de grandeur pour les transferts par conduction à la tôle.
- On peut évaluer la grandeur ESV_t pour d'autres matériaux que l'acier doux, ce qui permet de quantifier les besoins énergétiques respectifs de ceux-ci indépendamment du procédé de découpe thermique choisi.
- En multipliant l'énergie volumique ESV_t par le taux d'enlèvement de matière RR, qui est à un facteur près le nombre de Peclet à épaisseur donnée, on obtient la puissance P_t à transférer à

la tôle, dont tous les termes sont proportionnels à la largeur de saignée. L'efficacité énergétique de la découpe thermique est donc directement proportionnelle à la largeur de saignée. Cela confirme l'intérêt énergétique majeur de la diminution des largeurs de saignée, et donc de la démarche d'intensification en coupage plasma pour se rapprocher de la largeur de saignée du laser. La légère supériorité énergétique par mètre coupé du laser présentée Figure 56 est en effet le fruit de saignées très fines, qui compensent la médiocre efficacité énergétique de la source laser par rapport à la torche plasma.

- La chaleur latente de fusion et la chaleur de surchauffe du film liquide sont faibles par rapport à la chaleur transférée à la tôle par conduction, qui est le principal poste de dépense énergétique en découpe thermique au niveau de la tôle.
- Cette chaleur transférée par conduction inclut les pertes par conduction latérale qui ne dépendent que du nombre de Peclet, et représentent entre 0.5 fois et 5 fois la chaleur nécessaire à la stricte chauffe du volume de la saignée, respectivement à nombre de Peclet maximal (~10) et minimal (~0.1). Cela s'interprète physiquement comme une augmentation relative des pertes par conduction latérale aux faibles vitesses et faibles largeurs de saignées. Il ne faut cependant pas faire de contresens sur l'effet des faibles largeurs de saignée : chaque diminution de la largeur de saignée à puissance constante est en effet directement compensée par une augmentation inversement proportionnelle de la vitesse de coupe, c'est-à-dire que le nombre de Peclet reste constant et que le rapport entre la chaleur totale transférée par conduction et sa fraction chauffant le seul volume de saignée n'est pas modifié. En revanche, l'efficacité énergétique globale est améliorée de manière inversement proportionnelle à la diminution de la largeur de saignée.

L'énergie spécifique volumique utile ESV_u, qui représente l'énergie juste nécessaire à chauffer et fondre le volume de saignée, étant constante, le rapport entre ESV_u et ESV_t calculé en dernière ligne du tableau est indicateur de rendement « dans la tôle » entre la chaleur strictement utile au procédé et les pertes énergétiques, principalement par conduction latérale. Ce rendement sans la tôle est inférieur à Peclet élevé, et donc meilleur en coupage plasma qu'en laser.

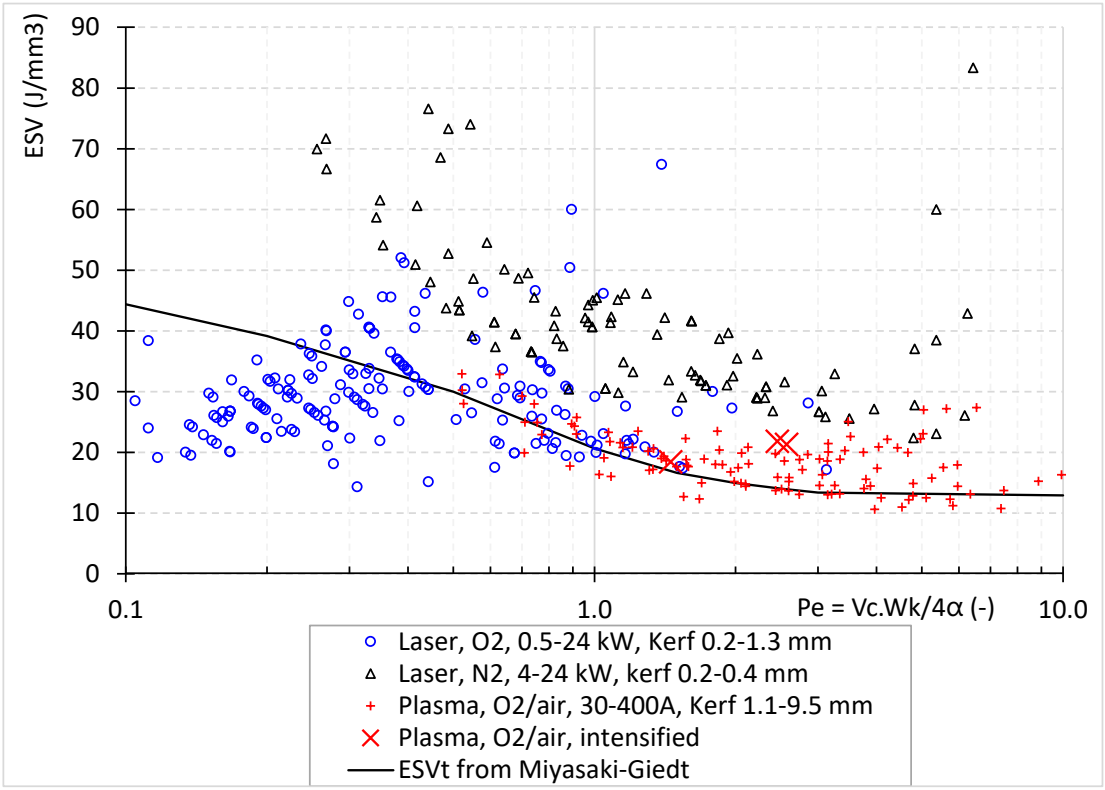


Figure 66 – Energie spécifique volumique du procédé ESV_p, pour 4 procédés étudiés en section 3.1 (points et croix), comparée à l'énergie spécifique volumique transférée ESV_t selon Miyasaki & al [175] (trait noir), en fonction de Peclet = $V_c. \times W_k/4\alpha$

On compare Figure 66 les énergies spécifiques volumiques des procédés ESV_p laser et plasma calculée en section 3.1 à l'énergie spécifique volumique transférée ESV_t calculée d'après Miyasaki & Giedt [175] :

- Tous les points de fonctionnement en découpe laser sous gaz inerte (N_2, triangles noirs) se situent au-dessus du minimum de quantité de chaleur nécessaire au niveau de la tôle (trait noir), ce qui traduit correctement un rendement de transfert inférieur à 1 dans la saignée.
- Certaines valeurs d'ESV_p en découpe sous oxygène (laser ou plasma) sont inférieures à l'énergie ESV_t minimale requise. Ce résultat qui présente un rendement apparent ESV_p/ESV_t supérieur à 1 montre l'importance de l'apport énergétique par la réaction d'oxydation, qui n'est pas comptée dans ESV_p.
- La courbe ESV_t (trait noir) semble passer par le centre des nuages de points ESV_p des coupes plasma et laser sous oxygène (points verts et bleus). En d'autres termes, le besoin de chaleur nécessaire à la tôle pour former les saignées obtenues sous oxygène est à peu près égal à la quantité de chaleur délivrée à la tôle dans la saignée par la source procédé : $ESV_p(O_2) \sim ESV_t$.
- En l'absence d'oxydation en revanche, le rendement de transfert en coupage laser N_2 est de l'ordre de 44% en moyenne. L'énergie d'oxydation est donc du même ordre de grandeur que les pertes au transfert entre la source externe laser ou plasma et la tôle.

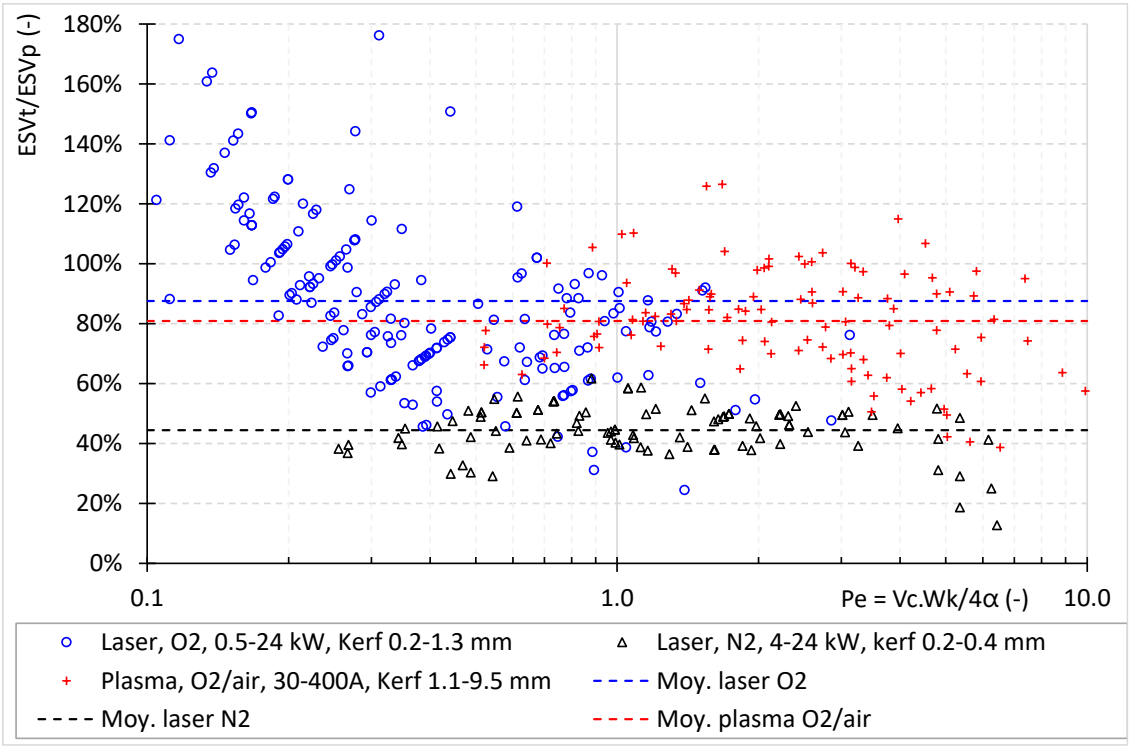


Figure 67 – Rapport ESV_t/ESV_p, ou rendement apparent (sans oxydation) de transfert d'énergie à la tôle en fonction du nombre de Peclet = $V_c \times W_k/4\alpha$

Ces mêmes conclusions sont illustrées Figure 67 et dans le Tableau 14 sous la forme d'un rendement de transfert apparent η_{ta} calculé comme le rapport entre l'énergie transférée et l'énergie apportée par la source procédé externe $\eta_{ta} = ESV_t/ESV_p$.

On remarque Tableau 14 que le rendement apparent sous oxygène est proche en laser et en plasma. En raison du rôle énergétique visiblement important de l'oxydation en découpe plasme et laser, nous consacrons la section 3.2.4 qui suit à son étude détaillée.

$\eta_{ta} = ESV_t/ESV_p$	Épaisseur		
-	Ep. < 10 mm	Ep. >= 10 mm	Jeu complet 0.5-80 mm
Laser O_2	78%	98%	88%
Laser N_2	43%	46%	44%
Plasma O_2/air	64%	89%	81%

Tableau 14 - Rapports ESV_t/ESV_p moyens, ou rendement apparent de transfert à la tôle, oxydation non comptée

3.2.4. Rôle de l'oxydation

3.2.4.1. Bibliographie et puissance de réaction disponible

La plupart des métaux sont des combustibles inflammables en présence de comburant oxygène. Si la température est suffisamment élevée et le comburant présent en quantité suffisante, le phénomène d'oxydation lente à température ambiante (la rouille) s'accélère en réaction de combustion exothermique rapide, ou oxydation vive. Cette combustion est (auto)entretenue si la chaleur dégagée par la réaction elle-même est supérieure aux pertes thermiques, ou si l'écart éventuel est compensé par un apport complémentaire de chaleur externe, e.g. une flamme, un plasma ou un laser.

Trois réactions d'oxydation sont susceptibles de se produire :

$$Fe + \frac{1}{2} O_2 \rightarrow FeO \quad (wüstite)$$

$$2FeO + \frac{1}{2} O_2 \rightarrow Fe_2O_3 \quad (hématite)$$

$$3Fe + 2O_2 \rightarrow Fe_3O_4 \quad (magnétite)$$

Équation 10 – Réactions chimiques principales d'oxydation de fer

Les travaux antérieurs s'accordent sur le fait que la réaction d'oxydation dominante en découpe thermique (plasma, laser, oxycoupage) est régie par la formation de FeO, la première sur le chemin réactionnel dans le diagramme de phases. En 1991, Ivarson [179] a mesuré pour le confirmer les proportions volumiques d'oxyde formé dans des particules éjectées d'une saignée de découpe laser :

- FeO : 97.6 %
- Fe_2O_3 : 2.4 %

On considère donc exclusivement la réaction principale de formation de FeO pour évaluer l'apport de chaleur de la combustion exothermique du fer dans l'oxygène. On considère aussi que l'acier est constitué de fer pur. La teneur en Fe est par exemple de 98.7% dans l'acier utilisé dans Teulet & al [6], typique des aciers doux faiblement alliés considérés. On néglige de multiplier par 0.99 la chaleur de la réaction d'oxydation pour tenir compte des composants minoritaires non réactifs présents dans l'acier.

A partir des données de base :

- masse molaire du fer (M_{Fe}) = 55.84 g/mol,
- enthalpie de réaction d'oxydation pour une mole de Fe en FeO (ΔH_{oxy}) = 270 kJ/mol,

on obtient une enthalpie de réaction massique et volumique de 4835 kJ/kg, ou 38 J/mm^3. La réaction d'oxydation principale est donc (très) exothermique et est susceptible d'apporter une quantité de chaleur relativement importante au niveau du front de coupe, allant jusqu'à être dominante devant l'apport des autres sources de chaleur comme c'est le cas en oxycoupage. Nous allons dans ce chapitre la quantifier pour le coupage plasma.

Selon Ivarson [178], dont la thèse sur l'analyse de l'oxydation en découpe laser O_2 a fait référence, la propagation du front de réaction s'établit à travers le gradient de diffusion de l'oxygène dans les couches de composants participants à la réaction comme indiquées dans le schéma suivant :

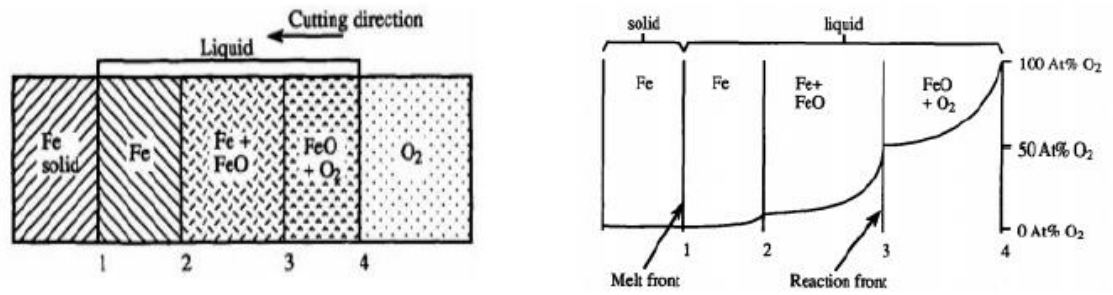


Figure 68 - Description des différentes couches en présence lors d'une découpe thermique sous oxygène, et du gradient de concentration en oxygène, d'après [178].

Le dioxygène va diffuser dans la couche de métal fondu. Le front de coupe est formé de couches successives de FeO pur avec une forte teneur d'oxygène dissous, puis une couche réactive de Fe + FeO, contenant de moins en moins d'oxygène et de FeO jusqu'au substrat à l'état solide. Il s'agit donc d'une combustion à l'état liquide, et les auteurs qui l'ont étudié, dont Ivarson, montrent que l'avancement de la réaction est limité par la diffusion du comburant oxygène vers le combustible Fe dans l'épaisseur du film liquide.

On note que la température de fusion de l'oxyde de fer : 1377°C, est inférieure à celle du fer ou de l'acier, autour de 1500°C. Le rôle de l'oxydation en coupage thermique permet ainsi non seulement d'apporter une chaleur complémentaire, mais aussi d'abaisser le point de fusion du métal en liquéfaction, ce qui réduit d'autant le besoin de chauffe, et fluidifie l'évacuation du métal liquide.

Lors de l'écoulement du film de métal liquide hors de la saignée, tout le fer n'a pas forcément été exposé à suffisamment d'oxygène pendant suffisamment longtemps et à suffisamment haute température pour être entièrement oxydé. Ivarson [179] a ainsi mesuré la composition massique de particules éjectées de la saignée, et conclut qu'environ 50% du fer moléculaire a réagi et été transformé en FeO. Cependant, cette proportion est probablement surestimée pour évaluer la chaleur dégagée au niveau de la saignée, car une partie de l'oxydation des particules a lieu hors du front de coupe, dans le panache d'éjection sous la tôle dans lequel le film liquide se fragmente en gouttes qui se solidifient ensuite. Quoi qu'il en soit, seule une fraction de la chaleur de combustion disponible doit être considérée dans l'étude de l'apport de chaleur au niveau de la saignée.

En ce qui concerne les études dédiées au coupage plasma sous oxygène, Ramakrishnan [180] a évalué de manière théorique que l'apport de chaleur par oxydation représentait 25% de la puissance de l'arc, méthode reprise par Teulet & al dans [6]. Martin & al ont de leur côté [182] évalué par une campagne expérimentale en découpe immergée cette part à 16 à 32% de la puissance électrique de l'arc de découpe.

A partir de l'enthalpie de la réaction d'oxydation (FeO), nous pouvons calculer la puissance d'oxydation maximale disponible, dans l'hypothèse d'une oxydation à 100% du métal retiré de la saignée, que nous rapportons au taux d'enlèvement de matière RR pour obtenir une énergie spécifique volumique d'oxydation ESV_{oxy}

$$ESV_{oxy} = \rho_{Fe} * \frac{\Delta H_{oxy}}{M_{Fe}} = 38.0\ J/mm^3$$

Équation 11 – Energie spécifique volumique maximale d'oxydation (disponible)

Selon le nombre de Peclet, l'énergie spécifique volumique d'oxydation ESV_{oxy} est donc au moins égale, et jusqu'à 3 fois supérieure au besoin de chaleur minimal ESV_t = [11.6 - 39.5] J/mm³ calculé précédemment au 3.2.3. Même si on ne considère que la plage probable du volume oxydé, entre quelques pourcents et 50%, cela représente une énergie significative par rapport à celle requise par la thermique de formation de la saignée. Cette comparaison permet de comprendre le fonctionnement du procédé d'oxycoupage, dans laquelle l'apport de chaleur par la flamme est marginal, mais néanmoins nécessaire pour entretenir la réaction d'oxycoupage au niveau du front de coupe en face supérieure, même une fois celle-ci amorcée, et sauf lorsque la tôle est préchauffée.

3.2.4.2. Evaluation expérimentale

Pour estimer plus précisément le rôle énergétique de l'oxydation en coupage plasma, nous avons proposé un protocole expérimental original consistant à réaliser des découpes dans des conditions identiques (acier doux épaisseur 4 mm, torche et ses consommables identiques, hauteur de coupe 1.6 mm, intensité 80 A, pression autour de 5.7 barg, campagne d'essais … tous constants) et de faire varier uniquement les gaz utilisés comme gaz plasmagène et gaz de protection pour comparer une coupe O_2/O_2 et N_2/N_2.

Du point de vue de la thermodynamique du jet plasma, les gaz plasmagènes O_2 et N_2 ont l'avantage d'être proches du point de vue de toutes les grandeurs importantes pour la constriction de l'arc : enthalpie, températures de dissociation et d'ionisation légèrement décalées mais proches, conductivité thermique, masse molaire (cf. 4.1 pour une introduction de ces grandeurs). On pose ainsi pour hypothèse que les flux enthalpiques et l'écoulement du jet plasma sont proches dans les deux configurations, et que les différences observées sur le résultat de coupe permettent d'interpréter le rôle de l'oxydation au niveau de la saignée, toutes choses égales par ailleurs.

On enregistre lors des essais les paramètres usuels découpe : V_c, U_{arc} et I_{arc}, et on mesure ensuite la géométrie de la saignée pour en déduire sa section et calculer le taux d'enlèvement RR en mm³/s.
Les points de fonctionnement ont été répétés jusqu'à 4 ou 5 reprises au sein d'une campagne réalisée par le même opérateur dans la même unité de temps. Les valeurs retenues sont la moyenne des points mesurés, dont la dispersion était faible, de quelques pourcents de la grandeur mesurée.

Pour évaluer la validité de l'hypothèse d'équivalence des plasmas d'arc sous oxygène et sous azote, nous traçons Figure 69 la puissance d'arc. Comme l'intensité du courant est régulée constante à 80 A ± 2 A, ces courbes sont superposables à la tension d'arc à une constante près.

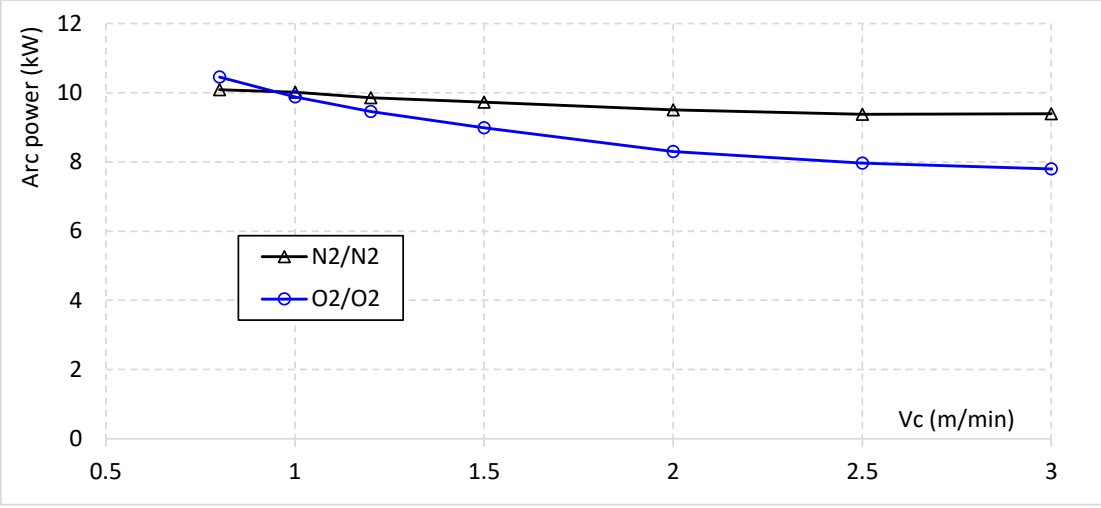


Figure 69 – Puissance de l'arc en fonction de la vitesse selon les gaz procédés utilisés, intensité régulée constante à 80 ± 2 A

Les puissances (ou tensions) d'arc convergent avec la vitesse croissante vers une valeur asymptotique constante. Cette baisse de tension correspond probablement au déplacement du pied d'arc anodique vers le haut de la saignée avec l'augmentation de la vitesse, cf. [6].

Les puissances (ou tensions) d'arc sous oxygène et sous azote sont donc bien relativement proches l'une de l'autre, avec cependant un écart maximal de 15% à vitesse élevée. Cette différence de tension d'arc est susceptible de se traduire par des profils d'enthalpie et de vitesse du jet plasma légèrement différents entre azote et oxygène, mais ne remet pas fondamentalement en cause le protocole expérimental si les écarts que l'on cherche à observer sont supérieurs à 15% (ça sera le cas).

L'utilisation dans la tuyère aval d'un gaz annulaire (de protection) identique au gaz plasmagène permet de s'affranchir du mélange de jet plasma avec le milieu ambiant, garantissant que toute la zone de coupe sera sous la même atmosphère ; soit d'oxygène, soit d'azote. On a conduit les essais sur une large plage de vitesses, depuis des vitesses faibles non réalistes jusqu'à la vitesse industrielle, c'est-à-dire la vitesse donnant une qualité de coupe correcte, encore inférieure à la vitesse de limite de capacité de coupe, ou limite de gougeage.

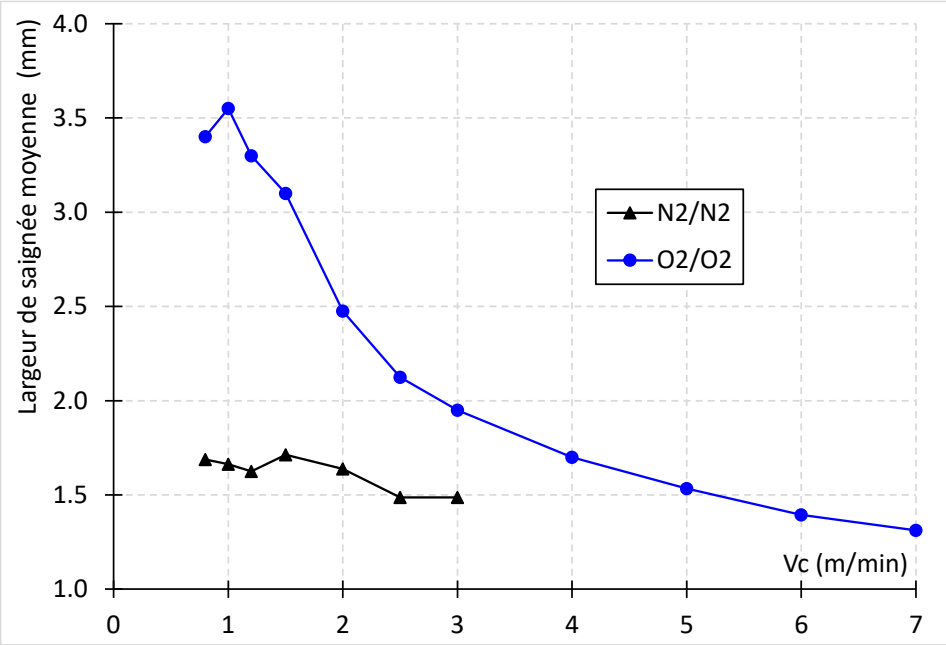


Figure 70 – Largeur moyenne de saignée comparée entre coupes O_2/O_2 et N_2/N_2 en fonction de la vitesse, toutes choses égales par ailleurs.

On observe Figure 70 l'écart significatif entre les découpes sous oxygène et sous azote :

- la vitesse de découpe maximale est presque doublée sous O_2 vs. N_2
- à même vitesse, la largeur moyenne de saignée est très supérieure sous O_2 vs. N_2.
- la largeur moyenne de saignée et décroissante avec la vitesse sous O_2, alors que celle sous N_2 est constante ou en tout cas beaucoup moins rapidement et moins régulièrement décroissante.
- à vitesse maximale, la largeur de saignée sous O_2 rejoint l'ordre de grandeur de celle sous N_2 et devient même inférieure.

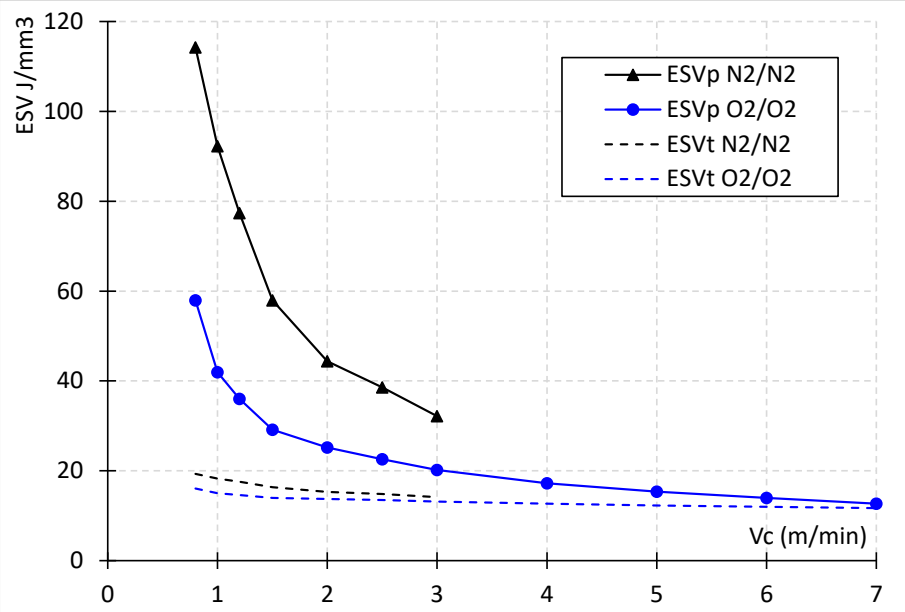


Figure 71 – Energie spécifique volumique procédé ESV_p (points) et transférée ESV_t (pointillés) en oxygène (bleu) et en azote (noir), en fonction de la vitesse.

On observe Figure 71 que l'énergie spécifique volumique procédé (ESV_p) est inférieure de 35% à 50% sous O_2 par rapport à la découpe sous N_2, directement en raison de l'augmentation des largeurs de saignée sous O_2 à vitesse identique. Cet écart significatif ne peut pas s'expliquer par une différence de profil d'enthalpie et de vitesse du jet plasma entre azote et oxygène, d'autant plus que la puissance de l'arc mesurée sous azote est supérieure à celle sous oxygène.

L'énergie ESV_t transférée à la tôle et calculée précédemment (cf. 3.2.3) est tracée sur le même graphique : alors que l'ESV_p est toujours largement supérieure à l'ESV_t en découpe N_2, l'ESV_p sous oxygène s'approche du minimum d'énergie transférée à la saignée, ce qui serait impossible sans un apport significatif d'énergie lié à l'oxydation.

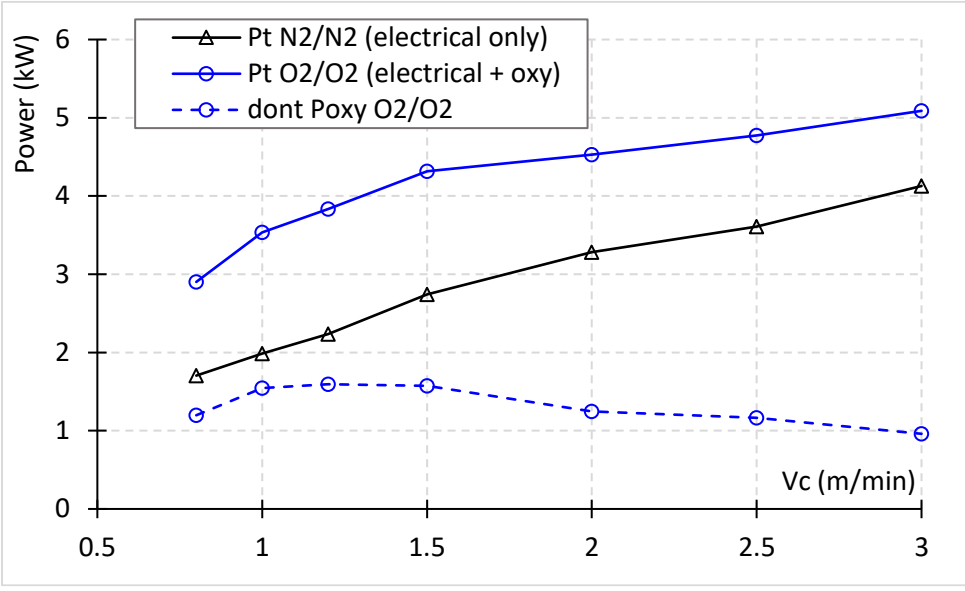


Figure 72 - Puissances thermiques P_t transférées à la tôle en fonction de la vitesse sous azote et sous oxygène, et puissance d'oxydation calculée par différence.

En cohérence avec les résultats d'ESV_t, on observe Figure 72 que la puissance thermique transférée à la saignée $P_t = ESV_t \times RR$ est croissante avec la vitesse, et on confirme que la puissance thermique

transférée à la tôle sous O_2/O_2 est très significativement supérieure à celle sous N_2/N_2, même à vitesse croissante.

Toujours Figure 72, on trace (courbe bleue pointillé) la différence entre la puissance thermique transférée à la tôle en O_2/O_2 et celle en N_2/N_2, qui permet d'estimer la puissance d'oxydation toutes choses égales par ailleurs. On observe que celle-ci varie peu avec V_c, entre 1 et 1.6 kW.

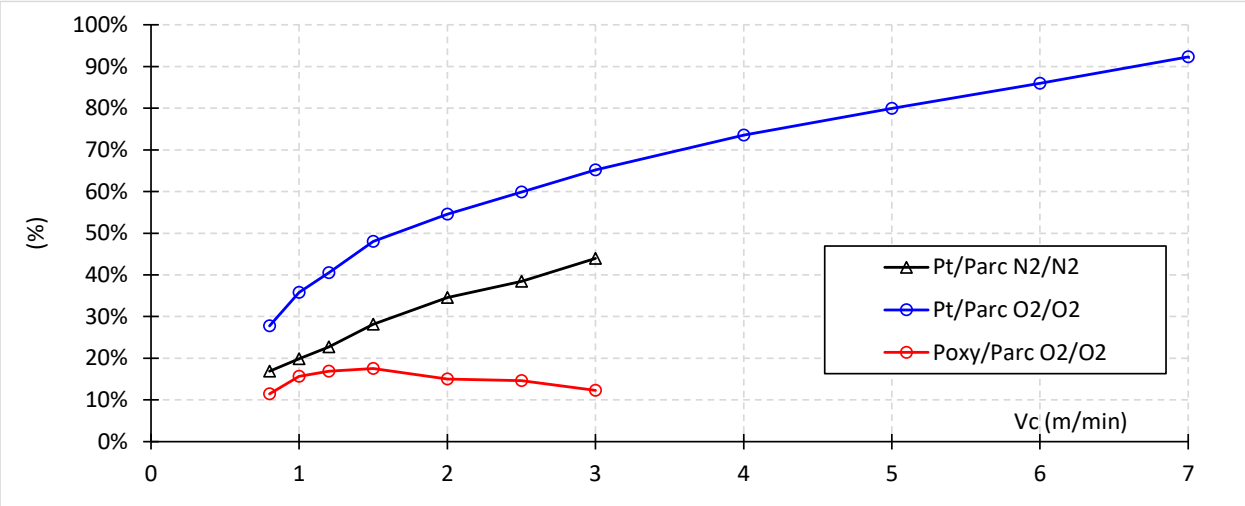


Figure 73 : Rendements de transfert à la saignée en azote et oxygène par rapport à la puissance électrique de l'arc, et rapport de la puissance d'oxydation à la puissance d'arc.

La Figure 73 présente le rapport entre la puissance transférée à la saignée P_t et celle de l'arc P_{arc}, ainsi que le rapport entre la puissance oxydative P_{oxy} et P_{arc}.

- Aux vitesses élevées en découpe sous O_2/O_2 (en bleu), on peut atteindre un régime dans lequel la puissance transférée à la saignée est presque égale à celle de l'arc, ce qui serait impossible sans puissance d'oxydation complémentaire. Cette observation est cohérente avec les observations précédentes, e.g. Figure 66, qui montrent qu'en découpe laser et plasma industrielle sous oxygène, c'est-à-dire à vitesse élevée, ESV_p et ESV_t sont proches.
- On voit sur la courbe N_2/N_2 (en noir) l'évolution de l'efficacité du transfert d'énergie entre la puissance électrique et la puissance transférée à la tôle sous gaz plasmagène inerte, qui atteint ~45% à 3 m/min.

Le rendement apparent de transfert $\eta_{ta} = P_t/P_{arc} = ESV_t/ESV_p$ augmente avec la vitesse, ce qui s'explique par deux phénomènes :

- de manière asymptotique triviale : à vitesse nulle, la puissance transférée tend vers zéro lorsque le taux d'enlèvement matière tend vers zéro. Toute la puissance traverse la tôle sans interagir avec elle.
- lorsque la vitesse augmente, la largeur de la saignée diminue et l'angle de déflection du jet augmente, ce qui intensifie l'échange de chaleur entre le jet plasma et le front de coupe. L'épuisement de l'enthalpie contenue dans le jet plasma en sortie de saignée augmente ainsi avec la vitesse. C'est la raison pour laquelle l'énergie spécifique volumique Figure 71 décroit fortement avec la vitesse.

Pour la zone où elle a pu être évaluée, la part oxydative (courbe rouge) est de l'ordre de 11% à 18% de la puissance électrique de l'arc. Cette estimation n'est pas incohérente, quoique inférieure, avec les évaluations de Ramakrishnan & al [180], à 25%, et de Martin & al [182], à 18-25%.

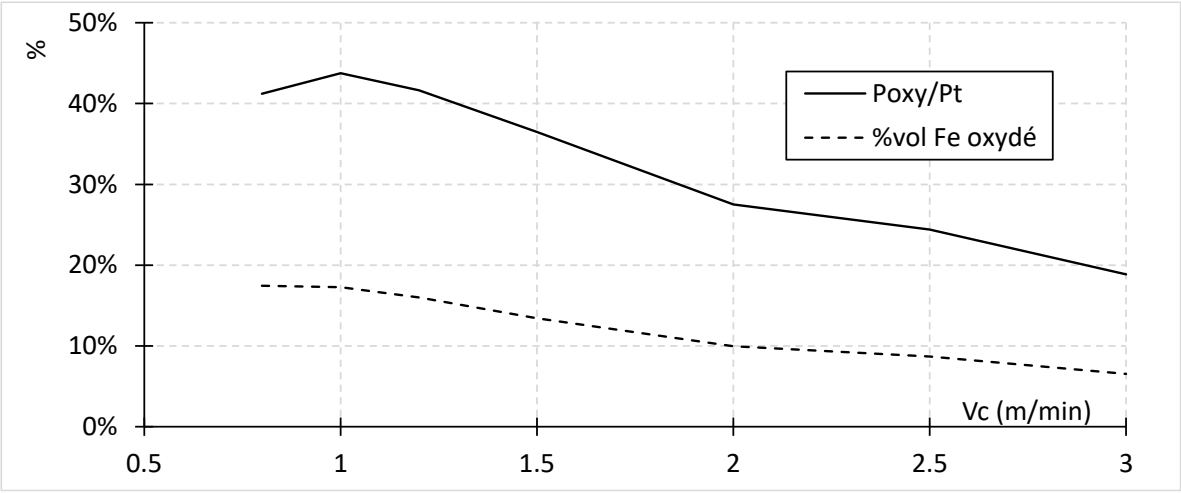


Figure 74 – Puissance d'oxydation rapportée à la puissance transférée (trait plein), et fraction volumique d'acier oxydé dans la saignée (pointillé).

On présente enfin Figure 74 la part relative de la puissance d'oxydation P_{oxy} rapportée à la puissance transférée dans la saignée P_t, qui est significative et varie de ~45% à basse vitesse à ~20% à la vitesse maximale (industrielle) pour laquelle on peut l'évaluer. L'oxydation représente donc une proportion importante de l'apport local de chaleur au front de saignée, qui explique en partie l'écart majeur de productivité entre découpe sous oxygène et découpe sous gaz inerte, malgré la puissance oxydative relativement faible par rapport à celle de l'arc. Il semble cependant que l'aspect énergétique de l'oxydation, dont l'importance relative décroit avec la vitesse n'explique pas toute la différence de productivité, et que le rôle de la fluidification du film liquide par abaissement de la température de fusion, et peut-être aussi de la viscosité et de la tension superficielle du métal liquide discutée par Nemchinsky dans [173] joue un rôle au moins aussi important.

A partir de la valeur de la puissance d'oxydation, nous pouvons ensuite estimer (pointillés) le pourcentage du métal fondu qui a été oxydé dans la saignée, de l'ordre de 12% à 20%. Cette estimation n'est pas comparable avec les mesures de taux d'oxydation dans les scories données par Ivarson 305[178], car l'oxydation se poursuit dans le panache d'éjection sous la tôle.

Enfin, les ratios ESV_t/ESV_p à vitesse maximale représentative de l'application industrielle sont comparés aux moyennes obtenues en section 3.2.3 sur la cohorte à faible épaisseur du jeu de données industrielles :

Rendement de transfert apparent ESV_t/ESV_p (sans dimension)			
Jeu de données industriel ép. [1-10 mm]		**Mesures plasma ép. 4 mm O_2/O_2 vs. N_2/N_2 @V_{max}**	
Laser N_2	43%	**Plasma N_2/N_2**	44% @3 m/min
Laser O_2	78%	**Plasma O_2/O_2**	92% @7m/min
Plasma O_2/air	64%		

Tableau 15 – Rendements de transfert apparent à la tôle

Il y a une bonne cohérence entre ces données indépendantes, qui renforce la crédibilité de la quantification du besoin d'apport énergétique externe, ou procédé, par unité de volume fondu et enlevé sous azote et sous oxygène en coupage plasma et laser. On note :

- Le rendement de transfert sous gaz inerte est identique entre plasma et laser, ce qui confirme que le matériau est plutôt indifférent au mode de transfert de chaleur dans la saignée.
- Le rendement de transfert apparent supérieur en plasma O_2/O_2 par rapport au laser O_2 et au plasma O_2/air peut s'expliquer par une oxydation plus intense avec protection gazeuse sous oxygène pur.

3.3. Evaluation de l'impact énergétique mondial

On étudie dans cette partie la consommation électrique du parc mondial de machines de coupage automatisées laser et plasma.

3.3.1. Estimation du parc machine mondial

On s'appuie sur différents points de référence :

- étude de l'INRS [191] présentant un recensement précis du nombre de machines de coupage plasma et laser automatique installées en France en 2008.
- chiffres d'affaires publiés des principaux fabricants mondiaux et régionaux d'installations de coupage automatiques et estimations des volumes de ventes à partir des prix de marché.

On croise et on extrapole ensuite les estimations du parc installé par ces différents points de référence indépendants en posant l'hypothèse que le parc machines installé dans les grandes zones économiques du globe est proportionnel à :

1) La consommation apparente d'acier. Cette proportionnalité est critiquable car elle dépend en fait du type d'usage. Par exemple, en Chine où la construction représente un poids très important du PIB, les fers à béton représentent un tonnage surpondéré par rapport aux aciers plats. A l'opposé en Allemagne ou au Japon, avec peu d'investissements dans les infrastructures, et où l'industrie manufacturière est très mécanisée, le taux d'équipement en machines automatiques par tonne d'acier consommé est probablement plus élevé qu'ailleurs.
2) Au PIB de l'industrie manufacturière. Cette proportionnalité est critiquable car elle dépend du type de spécialisation industrielle et du niveau d'automatisation du pays. En Chine, où le PIB manufacturier et la consommation d'acier sont très forts, mais avec un taux d'automatisation encore inférieur à par exemple l'Allemagne, le Japon ou la Corée du Sud, on surestimera encore le parc installé.

Les deux hypothèses sont chacune pondérées à 50%, et on aboutit à une estimation du parc mondial de machines plasma et laser automatiques de 180000 unités environ en 2023, pour moitié laser et pour moitié plasma.

3.3.2. Estimation de la consommation électrique mondiale

On pose les hypothèses d'utilisation suivante pour les sources plasma et laser « moyennes », incluant la consommation électrique du groupe de refroidissement éventuel (on utilise des W_e en entrée pour tenir compte du rendement des dispositifs).

- Puissance plasma électrique moyenne : $\frac{P_{arc}}{\eta_s} = \frac{150\ V \times 300\ A}{95\%} = 47\ kW_e$
- Puissance électrique laser moyenne : $\frac{P_{las}}{\eta_s} = \frac{6\ kW}{25\%} = 24\ kW_e$

Cette puissance moyenne 36 kW_e pour un parc équilibré entre laser et plasma permet d'estimer le besoin mondial de capacité électrique à 6.4 GW_e soit environ 6 centrales de production d'électricité de 1 GW.

Note : on ne compte pas la puissance électrique consommée par la machine (motorisations, automatismes …), ni l'énergie nécessaire pour produire les consommables (gaz, électrodes plasma, tuyères et optiques laser) et les impacts de leur cycle de vie (production, transport, recyclage…). Il faudrait les ajouter si on souhaitait étudier l'impact énergétique mondial des procédés, de type analyse de cycle de vie, mais on souhaite ici évaluer la seule consommation électrique directe des sources plasma et laser.

On pose ensuite les hypothèses de taux d'utilisation moyenne des sources plasma et laser :

- fonctionnement en 2/8, 6 jours sur 7

- temps de coupe de 70%, soit 30% de temps de déplacement et de (dé)chargement machine.

On obtient une estimation du nombre annuel d'heures de consommation électrique des sources à 3500 heures, et on aboutit à l'estimation de la consommation électrique annuelle mondiale des sources de coupage plasma et laser de 22 TWh_e, c'est-à-dire par comparaison :

- ~ 0.1 % de la consommation électrique mondiale (Source IEA 2023)
- ~ 5% de la consommation électrique de la France (Source EDF 2023)
- ~ 200% de la consommation électrique des trains en France (Source SNCF 2024)

Sur la base d'une intensité carbone des émissions moyennes de la production d'électricité dans le monde de 460 gCO_2/kWh_e (source Agence Internationale de l'Energie pour 2022), on estime que ces procédés génèrent l'émission d'environ 10 millions de tonnes de CO_2 par an.

Bien que cette consommation énergétique mondiale ne soit pas suffisante pour justifier une comptabilité spécifique de ses émissions, comme les secteurs des transports, du bâtiment, de la sidérurgie… ; les ordres de grandeur restent significatifs et justifient de l'intérêt sociétal d'explorer l'amélioration de l'efficacité énergétique des procédés de découpe thermique.

3.4. Conclusions sur l'étude énergétique

La consommation d'énergie électrique directe des procédés laser et plasma n'est pas complètement insignifiante, représentant 0.1% de la consommation électrique mondiale.

La cascade d'énergie depuis la prise de courant jusqu'à l'énergie finalement utile est complexe :

- très différente entre les procédés laser et plasma au niveau de la source,
- semblable du point de vue énergétique au niveau de l'interaction avec la tôle pour tous les procédés thermiques, malgré des physiques de transfert très différentes,
- mobilisant le cas échéant une énergie d'oxydation qui joue un rôle significatif au niveau du transfert dans la saignée,
- avec un rendement apparent de la prise de courant jusqu'à l'énergie utile de chauffe faible :
    - de 10% environ pour les procédés sous gaz inerte
    - de 45% à 50 % environ pour les procédés sous oxygène, où l'oxydation permet cette augmentation de rendement apparent en apportant localement dans le front de coupe environ 20% d'énergie supplémentaire d'origine chimique, ainsi qu'en abaissant le point de fusion du métal.

On illustre ces conclusions dans les tableaux récapitulatif suivants :

Moyennes épaisseurs [1-25] mm		**Energies volumiques physiques (J/mm³)**					**Rendements** *(ESV_{oxy} non compté à la source)*			
		ESV_e	**ESV_p**	**ESV_t**	*dont ESV_{oxy}*	**ESV_u**	**Source ESV_p/ESV_e**	**Transfert ESV_t/ESV_p**	**Tôle ESV_u/ESV_t**	**End to end ESV_u/ESV_e**
Laser O_2		95.9	29.7	24.4	*4.9*	9.1	31%	82%	37%	9%
Laser N_2		133.1	41.2	17.6	*0.0*	9.1	31%	43%	52%	7%
Plasma O_2/air		18.9	17.9	13.1	*2.6*	9.1	95%	73%	69%	48%
Plasma O_2/air intensifié		20.9	19.9	15.0	*3.0*	9.1	95%	76%	61%	44%

Tableau 16 – Cascade d'énergies spécifiques volumiques (physiques), rapportées par mm³ de saignée de la prise de courant ESV_e à l'énergie finale utile ESV_u

Moyennes épaisseurs [1-25] mm	Saignée	Energies fonctionnelles (J/mm² chant coupé)					Rendements (*ESS_{oxy} non compté à la source*)			
	W_k (mm)	ESS_e	ESS_p	ESS_t	*dont ESS_{oxy}*	ESS_u	Source ESS_p/ESS_e	Transfert ESS_t/ESS_p	Tôle ESS_u/ESS_t	End to end ESS_u/ESS_e
Laser O_2	0.38	35.3	10.9	9.3	*1.9*	3.5	31%	85%	37%	10%
Laser N_2	0.28	36.5	11.3	5.0	*0.0*	2.5	31%	44%	51%	7%
Plasma O_2/air	2.85	50.5	47.9	36.9	*7.4*	25.9	95%	77%	70%	51%
Plasma O_2/air intensifié	1.35	27.9	26.5	20.5	*4.1*	12.3	95%	77%	60%	44%

Tableau 17 - Cascade d'énergies spécifiques de surfaçage (fonctionnelles), rapportées par mm² de chant coupé, i.e. par mm d'avance et par mm d'épaisseur découpée. De la prise de courant ESS_e à l'énergie finale utile ESS_u

Du point de vue des transferts d'énergie dans la saignée, le matériau ne fait pas de différence significative entre plasma et laser. Il y a en revanche un écart important entre les procédés sous gaz oxydant et ceux sous gaz inerte.

A gaz identique, l'efficacité énergétique à deux déterminants principaux :

- le rendement de la source η_s (31% pour le laser et 95% pour le plasma)
- la largeur de saignée W_k, à laquelle le besoin fonctionnel en énergie est au premier ordre proportionnel.

Un facteur d'échelle secondaire apparait, le nombre de Peclet au front de fusion, ou Peclet de saignée, $Pe = V_c \times K_w/4\alpha$, qui détermine l'importance relative des pertes par conduction latérale dans la tôle.

Les deux déterminants clés sont aussi les différences principales entre le plasma et le laser qui aboutissent à des énergies fonctionnelles, c'est-à-dire mesurées en joules électriques rapportés par mm d'avance et par mm d'épaisseur coupé (ESS en J/mm² de chant coupé), qui sont in fine proches dans la colonne ESS_e, mais par des voies très différentes :

- Le plasma a un bon rendement ESV_e rapporté au volume fondu en raison de l'excellent rendement de la source, et un peu en raison des nombres de Peclet élevés, mais perd cet avantage en raison des saignées 10 fois plus larges que le laser.
- Le laser a un mauvais rendement de source mais un excellent rendement fonctionnel ESS_e rapporté à la surface de saignée créée, en raison de largeurs de saignées 10 fois plus fines qu'en plasma.

Ces conclusions énergétiques nous ont poussé à essayer de comprendre la constriction en coupage plasma, c'est à dire les mécanismes déterminant la densité de puissance du jet plasma et par conséquent la largeur de saignée. Ces travaux sont décrits dans les chapitres 4, 5 et 6 qui suivent, et ont abouti à la démonstration expérimentale de jets plasmas intensifiés dont l'impact énergétique a été présenté dans le Tableau 16 et le Tableau 17, et précédents.

Ces jets plasma intensifiés produisent ainsi des largeurs de saignées plus fines à même puissance électrique grâce à un jet plasma de diamètre réduit, plus constricté. Nous verrons au chapitre 6 qu'ils sont cependant moins faciles à mettre en œuvre au niveau de la saignée.

4. Modélisation des plasmas de coupage

4.1. Thermodynamique et propriétés des plasmas thermiques

On se réfèrera beaucoup pour ce résumé de la physique des plasmas thermiques et des arcs électriques aux livres de référence « Thermal Plasmas » de M. Boulos, P. Pauchais et E. Pfender [66], à la monographie « Plasma Thermiques » de P. Fauchais [67], et à l'ouvrage « L'arc électrique » sous la direction de S. Vacquié [63], dont on a sélectionné les éléments importants pour notre problématique.

4.1.1. Plasmas thermiques, composition et ETL

On décrit à partir du schéma Figure 75 les phénomènes physiques microscopiques à l'œuvre dans un plasma d'arc, en l'occurrence d'hélium pour pouvoir représenter facilement toutes les espèces principales et dessiner des noyaux réalistes.

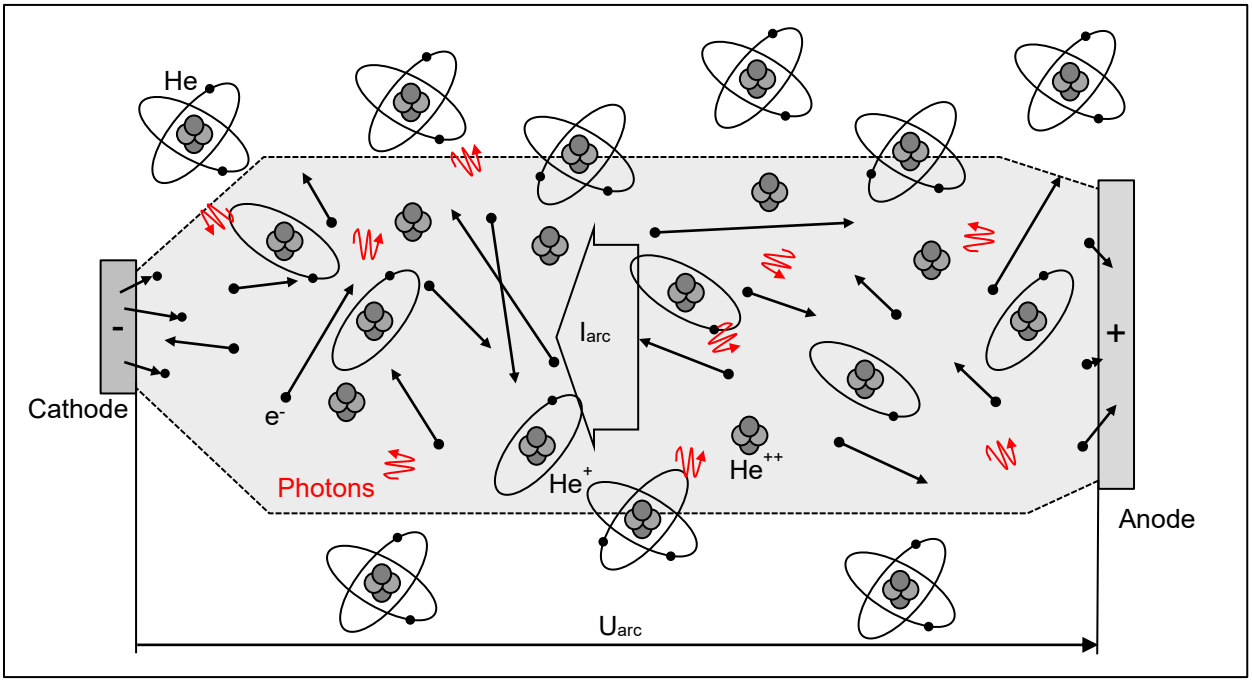


Figure 75 – Schéma descriptif de la physique d'une colonne de plasma thermique d'hélium entretenu par le passage du courant, i.e. un plasma d'arc électrique

Le milieu plasma ionisé formant la colonne d'arc délimité en pointillés s'établit entre les deux électrodes à l'état condensé (solide ou liquide). On y trouve les électrons libres e^-, et les ions He^+ et He^{++} ayant respectivement perdu un et deux électrons. Les particules atomiques non ionisées, ici He avec ses deux électrons attachés au noyau, sont appelées neutres.

On précise d'abord que les niveaux d'énergie atteints par les particules dans les plasmas d'arc sont de l'ordre[7] de 1 à 10 eV, i.e. 10000 K à 100000 K, ce qui ne permet pas de faire réagir les noyaux atomiques. On parle de plasmas froids, par opposition aux plasmas rencontrées en physique nucléaire, dits chauds, où les énergies mises en œuvre sont supérieures au million de kelvins.

[7] On donne les ordres de grandeur avec 1 eV ~ 10000 K, proche de 1 eV = 11600 K à partir de la définition de l'eV et de la constante de Boltzmann, ou bien de la correspondance 1 eV ~ 7666 K d'après [67].

On appelle ionisation la formation d'un ion à partir de l'arrachement ou de l'absorption d'un électron libre, et recombinaison la réaction inverse. Les phénomènes radiatifs sont liés l'excitation et la désexcitation des particules, principalement atomiques, avec émission ou absorption de photons d'énergie quantifiée hν (en rouge sur le schéma).

Les interactions déterminantes pour décrire la physique des plasmas d'arc à l'échelle microscopique sont de type collisionnelles. Lorsque la fréquence des collisions est suffisamment élevée pour que les équations de la physique statistique s'appliquent, on peut définir des grandeurs macroscopiques thermodynamiques et en particulier une température. Les caractéristiques du plasma à l'échelle macroscopique sont alors obtenues à l'équilibre thermodynamique à partir des lois de Maxwell (distribution des vitesses), Boltzmann (distribution des niveaux d'énergies), Saha (niveau d'ionisation), de neutralité du milieu, et on peut finalement décrire le plasma comme un gaz chaud d'espèces : les électrons, les ions et les neutres, auxquelles on ajoute le cas échéant les espèces moléculaires ; qui réagissent entre elles. On trouve dans [66], p172, les ordres de grandeur des longueurs caractéristiques dans les plasmas thermiques. Par exemple, le libre parcours moyen des particules est de l'ordre de 10^{-6} m, ce qui permet de justifier l'hypothèse d'une description continue du milieu pour les plasmas d'arc rencontrés en coupage dont la dimension caractéristique est le millimètre de diamètre. En effet, le nombre de Knudsen K_n, qui compare le libre parcours moyen (fmp = free mean path) à une longueur caractéristique de l'écoulement, par exemple le diamètre D de la tuyère plasma est de l'ordre de 10^{-3}, ce qui exclut nos écoulements de la classe de ceux des milieux raréfiés ou une description particulaire de la quantité de mouvement et des collisions est potentiellement nécessaire :

$$Kn = \frac{mfp}{D} \approx 10^{-3}$$

Équation 12 – Nombre de Knudsen

La notion d'équilibre thermodynamique suppose un milieu isotrope et homogène, sans gradient de température ni de concentration, et dans lequel toutes les particules sont soumises aux mêmes interactions ce qui revient à dire que tous leurs degrés de liberté internes ou externes (donc leur mouvement de translation) sont équilibrés par les collisions. Ce n'est pas *a priori* le cas de la colonne d'arc, mais les plasmas thermiques au-delà d'une certaine pression remplissent la plupart du temps les conditions permettant de considérer un équilibre thermodynamique local (ETL), local thermal equilibrium (LTE) en Anglais.

Ces calculs thermodynamiques permettent ainsi d'obtenir à partir de données atomiques de base[8] les propriétés, à l'ETL et pour des conditions de pression et de température données, du milieu plasma homogène, au premier rang desquelles sa composition. Les calculs de composition s'effectuent en l'occurrence par minimisation de l'énergie libre de Gibbs pour le jeu d'espèces considéré, les potentiels chimiques de chaque espèce étant donnés par les calculs statistiques précédemment décrits. On présente Figure 76 la composition à titre d'exemple de plasmas d'hélium et d'hydrogène en fonction de la température d'après Lisal [134] et Fauchais [67].

[8] Sections de collisions, niveaux d'énergie, qui donnent les fonctions de partition,…

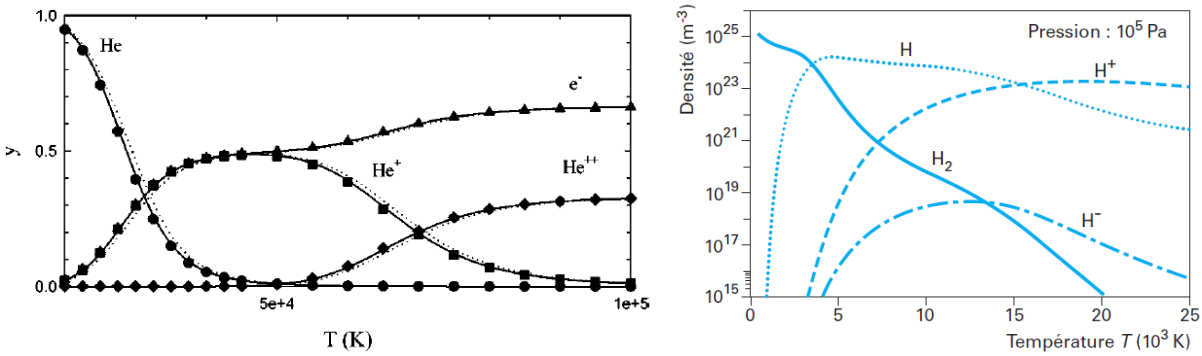


Figure 76 – Exemples de composition de plasmas thermiques à l'ETL en fonction de la température. A gauche : hélium à 40 bar, à droite hydrogène à 1 bar. D'après [134] pour l'hélium et [67] pour l'hydrogène.

Les résultats des calculs sont généralement utilisés sous forme de tables qui donnent toutes les fonctions thermodynamiques souhaitées en fonction de la température, pour la pression et la composition élémentaire (atomique) spécifiée.

4.1.2. Transfert de l'énergie électrique au plasma et écarts à l'ETL

Dans le cas du plasma d'arc présenté Figure 75, l'énergie est apportée au milieu par le passage d'un courant I_{arc} dans la colonne située entre les électrodes aux bornes desquelles on mesure la tension d'arc U_{arc}. La puissance électrique $P_e = U_{arc} \times I_{arc}$ est transférée au plasma par accélération des électrons libres dans le champ électrique E entre les électrodes, qui transmettent ensuite leur énergie aux autres particules lors des chocs. En effet, seuls les électrons ont le temps d'acquérir une énergie cinétique significative en raison de leur faible masse par rapport aux ions (la masse de l'électron est environ 1800 fois inférieure à celle d'un nucléon). Le passage du courant se traduit par un mouvement de dérive macroscopique des électrons (et beaucoup moins des ions) dans la colonne d'arc, électrons qui sont émis à la cathode et collectés à l'anode.

	Ions	**Electrons**
Masse (kg)	Nb nucléons × $1.7\ 10^{-27}$	$9.1\ 10^{-31}$
Vitesse moyenne d'agitation thermique	1.10^3 m/s	1.10^6 m/s
Vitesse de dérive	1 m/s	100 m/s

Tableau 18 – Estimation des vitesses moyennes d'agitation thermique et de dérive sous l'effet du champ électrique pour les électrons et les ions dans un plasma d'argon à l'ETL, à 10000 K et P_{atm}, sous un champ de 500V/m, d'après [67].

On résume Tableau 18 les ordres de grandeur des vitesses d'agitation thermique et de dérive des ions et des électrons sous l'effet du champ. A l'échelle microscopique :

- les vitesses de dérive sont négligeables devant l'agitation thermique
- les ions sont quasi-immobiles par rapport aux électrons, tant du point de vue de l'agitation thermique que du point de vue du transport du courant électrique, pour lequel on peut négliger leur contribution.

Le transfert d'énergie se fait par la médiation des seuls électrons, et ceux-ci sont donc en toute rigueur toujours plus chauds que les lourds. On distingue ainsi une température électronique T_e différente de celle T_h des lourds (T_h pour heavy) pour décrire certaines situations d'écart à l'ETL, par exemple dans les plasmas à faible pression, cf. Figure 77.

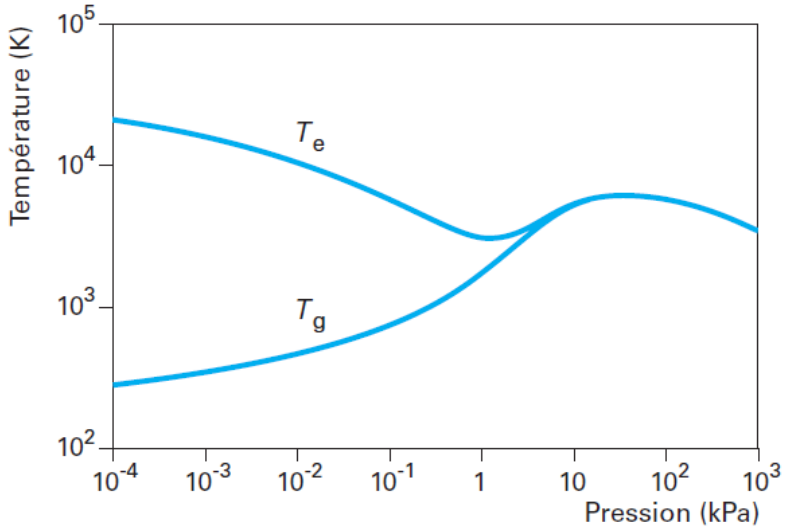


Figure 77 - Exemple de dissociation des températures entre électrons et lourds à basse pression, d'après [66], [67].

Dès lors, on parle de plasmas hors équilibre lorsque la température des électrons est significativement différente de celle des lourds, par opposition aux plasmas thermiques dans lesquels la température de toutes les espèces est assez proche pour être considérée comme identique. Les plasmas d'arcs à pression atmosphérique étudiés ici sont des plasmas thermiques, dans lesquels l'ETL est la plupart du temps respecté, avec $T_e = T_h$. Certains écarts à l'ETL peuvent apparaitre localement aux électrodes ou dans des zones de forts gradients thermiques. En particulier, des différences entre T_e et T_h peuvent apparaitre à la frontière entre la colonne d'arc et la couche froide, dans les zones où la densité électronique est insuffisante pour que les collisions avec les électrons « thermalisent » les lourds.

-

Dans la colonne d'arc, la densité de courant et le champ électrique sont reliés par la loi d'ohm locale simplifiée $\vec{j} = \sigma\vec{E}$, avec $\vec{j}$ la densité de courant, $\vec{E}$ le champ électrique et σ la conductivité électrique du plasma (l'inverse de la résistivité).

Aux électrodes, certains phénomènes hors équilibre se produisant sur des espaces de très faible épaisseur, de l'ordre de quelques libres parcours moyens, conduisent à des courbes de potentiel électrique le long de l'axe ayant des pentes importantes à proximité des électrodes. Pour en tenir compte, la tension aux bornes des électrodes est traditionnellement décomposée entre la tension de la colonne d'arc d'une part, et des chutes de tension cathodique et anodique d'autre part. Si les propriétés (température, diamètre,…) de l'arc sont homogènes entre les électrodes, la tension de la colonne d'arc est le produit du champ électrique par la longueur d'arc et on peut utiliser U_{arc} pour évaluer E.

$$U_{colonne} = E \times L_{arc}$$

$$U_{arc} = U_{colonne} + U_a + U_c$$

- U_a et U_c sont les tensions de chute cathodique et anodique, dont la somme varie de 5 à 30 volts selon le gaz et la configuration [135].
- E est la valeur moyenne du champ électrique dans la colonne d'arc
- L_{arc} est la longueur d'arc

A l'échelle de la colonne d'arc, le plasma a un comportement principalement résistif, et on peut écrire la loi d'Ohm globale $U_{arc} = R \times I_{arc}$ où R est la résistance de la colonne d'arc.

4.1.3. Propriétés thermodynamiques

L'analyse des tables thermodynamiques de l'oxygène, gaz plasmagène utilisé en découpe des aciers, permet de mieux appréhender la nature du milieu plasma. La description qui en sera faite est valable pour la plupart des gaz diatomiques industriels courants (N_2, H_2), et permet de prendre conscience de l'importance des dissociations par rapport aux gaz monoatomiques (industriellement Ar, voire He).

On commence par présenter Figure 78 l'évolution de la composition d'un plasma d'oxygène à pression atmosphérique, d'après [12], en notant la succession des espèces qui apparaissent à mesure que la température augmente :

- l'oxygène moléculaire O_2 à température ambiante commence à se dissocier vers 2500 K en oxygène atomique O (neutre électriquement), espèce dominante entre 5000 et 15000 K environ.
- l'ionisation apparait sur le graphique à partir de 5000 K avec l'augmentation corrélée de la densité électronique et de la densité d'ion O^+ qui devient dominant à partir de 15000 K
- l'ion O^{++} atteint 1.10^{19} particules par m^3 vers 17500 K et devient dominant vers 32000 K
- on note la présence d'ions négatifs O^-, très minoritaires, mais dont la prise en compte est probablement nécessaire aux calculs d'équilibre car ils interviennent dans les interactions à l'échelle microscopique, e.g. radiatives comme l'attachement et le photo-détachement cf. [63] p106.

Malgré la présence d'espèces très dominantes, la composition du milieu évolue donc beaucoup entre la température ambiante à laquelle il peut être considéré comme mono-espèce, et à la température dans l'arc où la prise en compte de plusieurs espèces est nécessaire.

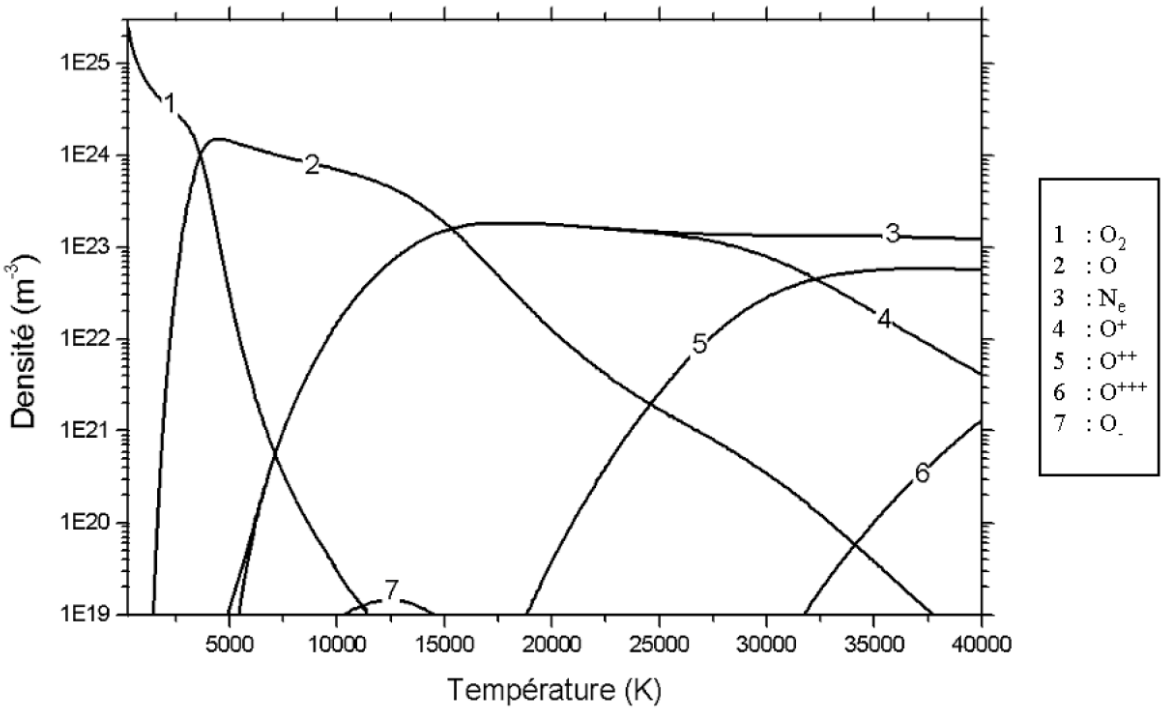


Figure 78 – Composition d'un plasma d'oxygène en fonction de la température, d'après [12].

On trace Figure 79 la densité d'un plasma d'oxygène à l'ETL et à pression atmosphérique en fonction de la température, dans l'objectif d'en commenter la forme de sa loi d'état.

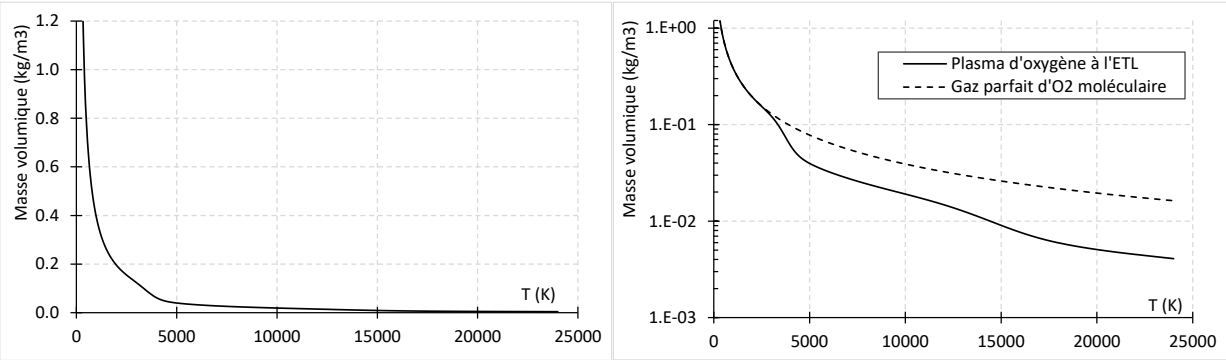


Figure 79 – Densité d'un plasma d'oxygène à pression atmosphérique en fonction de la température entre 300 K et 24000 K. A gauche, échelle linéaire, à droite, échelle logarithmique pour la densité. D'après les tables de « Thermal Plasmas » [66].

Au premier regard Figure 79 à gauche, la densité semble évoluer comme l'inverse de la température. Il faut tracer Figure 79 à droite la densité en échelle logarithmique pour voir apparaitre la différence entre le plasma d'oxygène et un gaz parfait imaginaire d'oxygène qui resterait dans son état moléculaire O_2 sur la même plage de température. Figure 79 à droite, lorsque la température augmente depuis 300 K jusqu'à 24000 K à pression constante, la densité du plasma est divisée par 320 environ. Si l'oxygène était resté à l'état moléculaire, sans dissociation ni ionisation, la masse volumique du gaz parfait correspondant n'aurait baissé que d'un facteur 80. Les réactions de dissociation de l'oxygène moléculaire, puis de l'ionisation, augmentent la quantité de particules par unité de masse du milieu, c'est-à-dire diminuent la masse molaire apparente W_a du mélange d'espèces à l'état plasma.

On donne les notations utilisées pour l'écriture de l'équation d'état du gaz parfait qui seront utilisées :
$PV = n \times R \times T$ ou $P = \rho \times r \times T$, équivalentes avec

- P la pression (absolue) en Pa
- V le volume en m^3
- n la quantité de gaz en moles
- ρ la masse volumique du gaz parfait en kg/m^3
- R la constante universelle des gaz parfaits, produit du nombre d'Avogadro par la constante de Boltzmann $R = N_a \times k_b = 8.314$ J mol^{-1} K^{-1}
- $r = R/W_a$ la constante spécifique (réduite) du gaz parfait rapporté à sa masse molaire apparente W_a, en J kg^{-1} K^{-1}

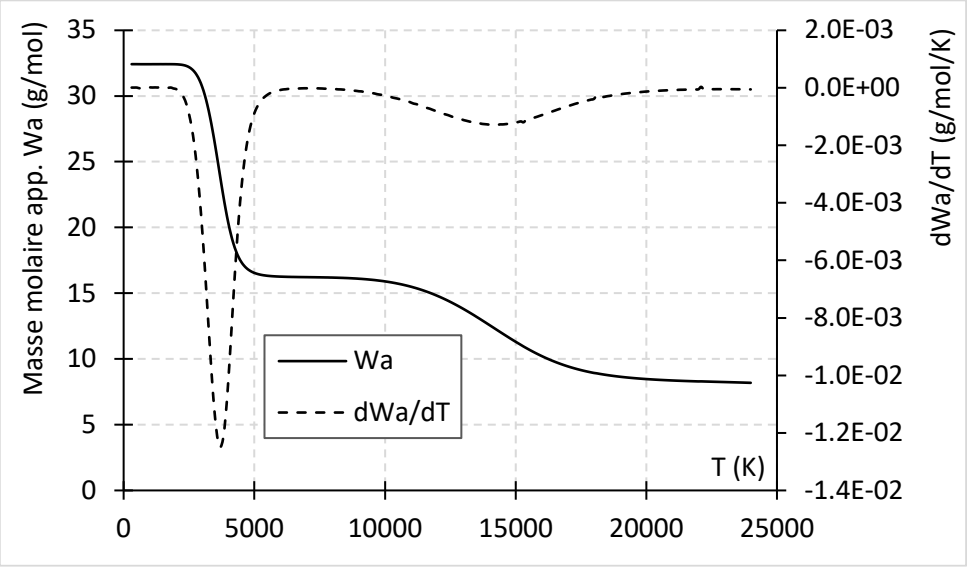


Figure 80 – Masse molaire apparente d'un plasma d'oxygène en fonction de la température calculée à partir des tables [66], et sa dérivée.

On illustre Figure 80 le rôle prépondérant de la création d'espèces sur la typologie des tables thermodynamiques décrivant l'équation d'état du plasma en traçant l'évolution de la masse molaire apparente W_a du plasma d'oxygène, ainsi que sa dérivée. On y observe des pics du taux de variation de la masse molaire apparente aux températures auxquelles la composition du plasma est en train de changer significativement : lors de la dissociation de l'oxygène moléculaire vers 1700 K et ensuite vers 14300 K lorsque la densité électronique atteint les mêmes niveaux de densité de particules que les espèces atomiques. Entre les pics réactionnels de production d'espèces, la masse molaire est stable.

De par la nature principalement collisionnelle des interactions, le plasma thermique est donc bien décrit localement, i.e. autour d'un point (P,T), par une équation d'état d'un gaz parfait « local ». La tabulation de la densité en fonction de la température à une pression donnée restitue principalement une information sur la variation de la composition du plasma, en particulier la quantité de particules par unité de masse, i.e. l'inverse de la masse molaire apparente.

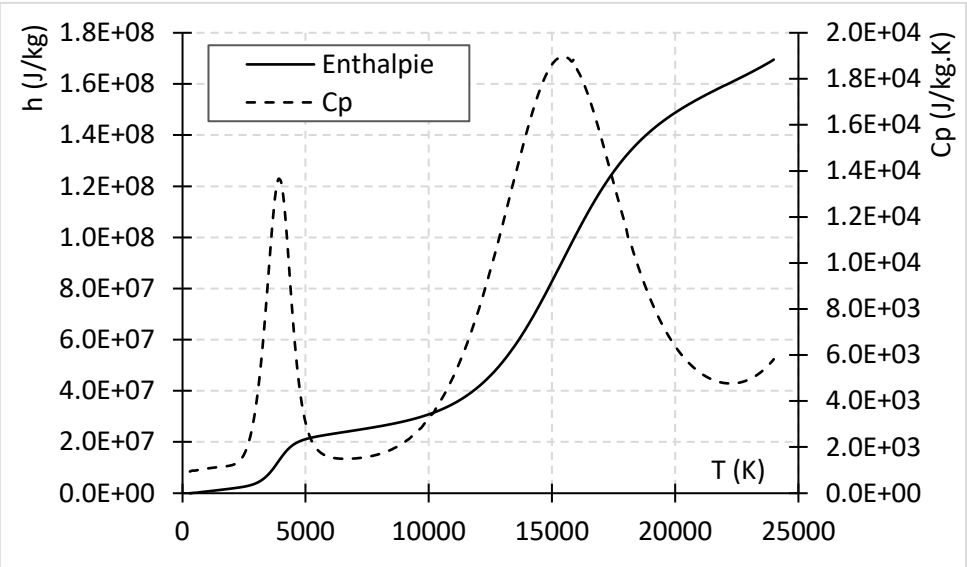


Figure 81 – Enthalpie et chaleur spécifique à pression constante d'un plasma d'oxygène en fonction de la température, d'après les tables [66].

On retrouve ce résultat dans les courbes d'enthalpie massique et de chaleur spécifique Figure 81. La chaleur spécifique à pression constante C_p est par définition la dérivée de l'enthalpie en fonction de la température, et ses variations avec la température correspondent aux énergies de réaction de dissociation de l'oxygène moléculaire (1er pic de C_p) et de première ionisation de l'oxygène atomique (2ème pic de C_p).

Cette conclusion a pour conséquence pratique intéressante que tous les coefficients thermodynamiques utiles à la simulation numérique d'écoulements compressibles peuvent *a priori* être estimés localement (au sens de la température) à partir des relations thermodynamiques classiques des gaz parfaits en utilisant simplement les paramètres locaux du gaz plasma, c'est-à-dire sa masse molaire apparente $W_a(T,P)$ et sa chaleur spécifique $C_p(T,P)$ données par les tables. Ces estimations seront correctes tant que les variations en température et en pression autour du point de calcul ne déplacent pas significativement l'équilibre chimique, en faisant particulièrement attention dans les zones à fort taux de création de particules comme les pics de dissociation ou de première ionisation.

On peut ainsi calculer, avec une perte de précision faible et à partir des seules tables de densité et de C_p, le coefficient adiabatique γ rapport des chaleurs spécifiques à pression C_p et volume constant C_v, et la célérité du son c_s, utiles aux relations entre l'énergie et la quantité de mouvement dans les écoulements compressibles.

$$C_v = C_p - r \quad \text{(Relation de Mayer)}$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

$$c_s = \sqrt{\gamma r T}$$

Équation 13 – Coefficient adiabatique et vitesse du son pour un gaz parfait

Le lecteur trouvera dans l'article de Pateyron & al. (1996, [136]) une présentation détaillée du calcul de la vitesse du son dans les plasmas thermiques de différentes espèces mono-atomiques et diatomiques. Plus particulièrement, il montre que les deux méthodes de calcul, l'une réactionnelle supposant l'ETL y compris lors des variations de pression rapides et l'autre « frozen » à composition chimique supposée gelée comme présenté ici, donnent des résultats proches.

Ce résultat conforte l'approche consistant à séparer en première approximation deux échelles de variations des conditions de pression et température :

- localement dans une zone de pression et de température peu variable, le plasma se comporte comme un gaz parfait
- cette approximation n'est plus valable si la variation de température ou de pression implique un changement significatif de la composition du plasma par déplacement des équilibres chimiques inter-espèces. Le seuil à partir duquel la prise en compte d'une tabulation de type gaz réel, embarquant la chimie, est nécessaire peut aller de variations de température de l'ordre de quelques centaines de kelvins dans la zone des pics de dissociation et d'ionisation, à quelques milliers de kelvins dans les zones où le taux de déplacement de l'équilibre réactionnel avec la température est moins important.

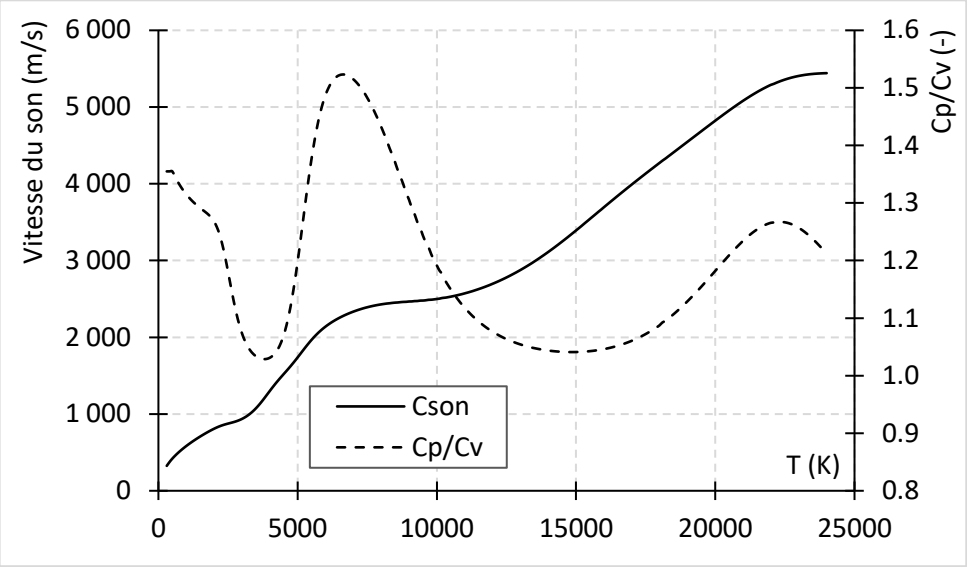


Figure 82 – Vitesse du son et coefficient adiabatique d'un plasma d'oxygène à pression atmosphérique, d'après les tables [66].

La vitesse du son présentée Figure 82 pour un plasma d'oxygène atteint plusieurs milliers de m/s au cœur de la colonne d'arc, environ 20 fois supérieure à celle dans la couche froide à température ambiante : ~5500 m/s à 25000 K vs. ~300 m/s à 300 K.

4.1.4. Coefficients de transport

Les coefficients de transport permettent d'étudier à l'échelle macroscopique les phénomènes de diffusion dans le milieu : coefficients de diffusion des espèces, conductivité électrique, conductivité thermique, viscosité. Ces coefficients de transport sont calculés à partir de la composition du plasma et de modèles d'interaction entre particules plus ou moins élaborés. On présente ci-après les approches de calcul utilisées au premier ordre pour comprendre la dépendance de ces coefficients à la physique sous-jacente et anticiper les discussions ultérieures sur le rôle des phénomènes diffusifs sur la constriction.

La conductivité électrique, mesurée en Siemens par mètre ($A.V^{-1}$) présentée Figure 83 pour différents plasmas est au premier ordre proportionnelle à la densité électronique, cf . [66] p273 et [63] p140 :

$$\sigma = e n_e \mu_e$$

Équation 14 – Expression simplifiée pour la conductivité électrique

Avec e la charge de l'électron, n_e la densité électronique et μ_e la mobilité électronique

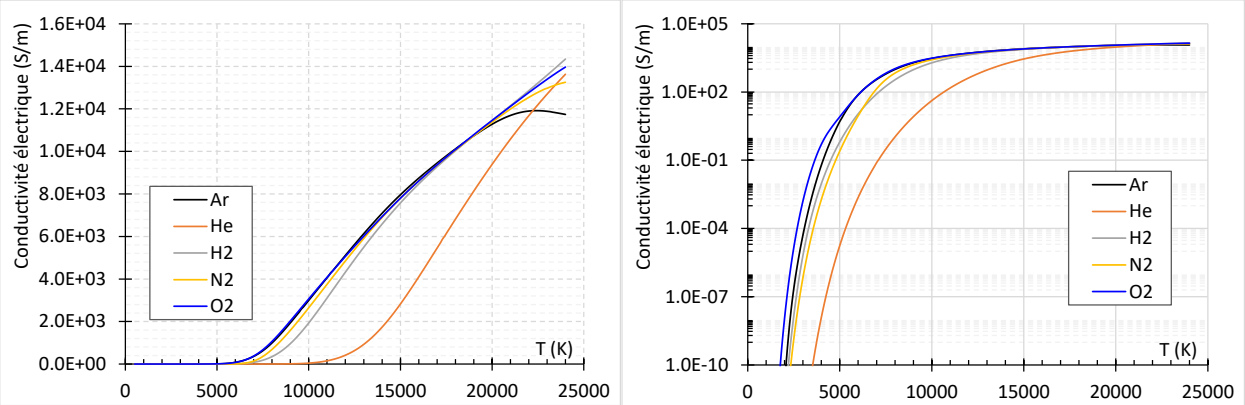


Figure 83 -Conductivité électrique à l'ETL des plasmas de gaz industriels courants à 1 bar en fonction de la température. A gauche : échelle linéaire – à droite : échelle logarithmique, d'après [66] .

Le terme de diffusion associée est la loi d'Ohm déjà présentée précédemment, ici avec le champ électrique écrit comme le gradient du potentiel électrostatique dans le milieu.

$$\vec{j} = -\sigma\overrightarrow{grad\ V} = \sigma\vec{E}$$

Équation 15 – loi d'ohm locale simplifiée

L'augmentation de la conductivité électrique avec la température est donc directement pilotée par l'apparition en quantité importante d'électrons libres à un certain point de l'évolution de la composition du plasma avec la température. La mobilité électronique μ_e est principalement déterminée par les collisions élastiques entre électrons et neutres et son influence sur la variation de la conductivité électrique avec la température est de deuxième ordre par rapport à la densité électronique dans les plasmas d'arc. La mobilité électronique μ_e fixe en revanche l'ordre de grandeur de la conductivité électrique à haute température pour les plasmas pleinement ionisés, qui varie plus lentement ensuite.

On commente à partir de la Figure 83 le changement de la nature diélectrique du milieu :

- à température ambiante, la conductivité électrique est celle d'un excellent isolant, c'est-à-dire négligeable (1.10^{-23} S/m pour les gaz purs, celle de l'air standard est de l'ordre de 1.10^{-12} S/m)
- à haute température, dès 10000 K pour la plupart des gaz (hors hélium) la conductivité électrique est de l'ordre de 1.10^{4} A V^{-1} m^{-1}, c'est-à-dire celle d'un conducteur électrique intermédiaire par rapport aux références de la vie courante : 1000 fois moins conducteur que les métaux mais 1000 fois plus conducteur que l'eau salée. Ces ordres de grandeur sont illustrés dans le Tableau 19.
- le changement de la nature isolante à conductrice du milieu, par exemple dix décades de conductivité électrique passant 10^{-9} à 10 (eau salée), s'opère en quelques milliers de kelvins seulement, entre 2500 K et 5000 K pour la plupart des gaz.
- du point de vue du transport du courant une fois l'arc établi, l'ordre de grandeur qui compte est celui de la conductivité à haute température. On retient donc plutôt que la conductivité visualisée en échelle linéaire à droite Figure 83 commence à permettre le passage d'un courant significatif à partir de 6500 K pour la plupart des gaz industriels, et vers 7000 K et 11000 K respectivement pour l'hydrogène et l'hélium.

La conductivité thermique des plasmas thermiques doit être calculée en tenant compte de plusieurs mécanismes microscopiques. La conductivité électrique totale κ est ainsi la somme de différentes contributions :

- κ_{tr} : conductivité de translation, liée aux collisions élastiques entre particules. C'est le mécanisme principal de la conduction de la chaleur dans les gaz froids non réactifs. La prise en compte de la différence de vitesse d'agitation thermique entre les électrons et les lourds est nécessaire en raison de leur mobilité très différente, soit $\kappa_{tr} = \kappa_{tr}^{e} + \kappa_{tr}^{h}$
- κ_{int} : conductivité par les degrés de liberté internes des particules, qui modélise le transport de l'énergie par la diffusion de particules dans un état excité qui se désexcitent plus loin
- κ_{R} : conductivité réactionnelle, qui modélise le transport de l'énergie par la réaction de particules lors de chocs inélastiques avec réaction. Par exemple, un ion et un électron qui ont diffusé depuis une zone chaude peuvent se recombiner en neutre avec dégagement de chaleur dans une zone plus froide.

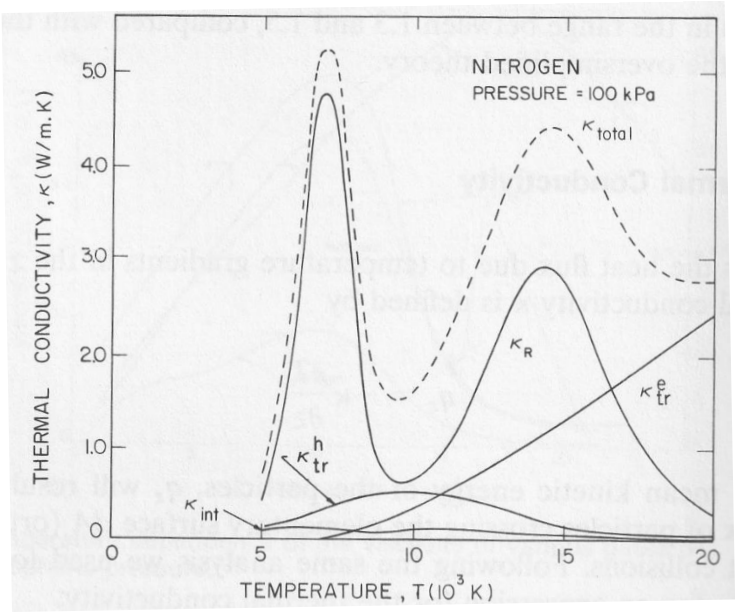


Figure 84 – Contributions à la conductivité thermique totale κ_{total} d'un plasma d'azote à pression atmosphérique en fonction de la température : interne κ_{int} ; réactive κ_R ; translation (agitation) pour les lourds κ_{tr}^{h}, et les électrons κ_{tr}^{e}, d'après [66].

La Figure 84 (d'après [66] p272) présente la décomposition des contributions à la conductivité thermique totale κ_{total} d'un plasma d'azote à pression atmosphérique. On y observe que la conductivité réactionnelle est la principale contributrice entre 5000 et 17000 K environ, et produit les mêmes pics de conductivité thermique centrés sur les pics réactionnels de dissociation et de première ionisation que ceux observés sur la chaleur spécifique. A haute température, la conductivité devient déterminée par l'agitation thermique liée aux chocs élastiques des seuls électrons (κ_{tr}^{e}).

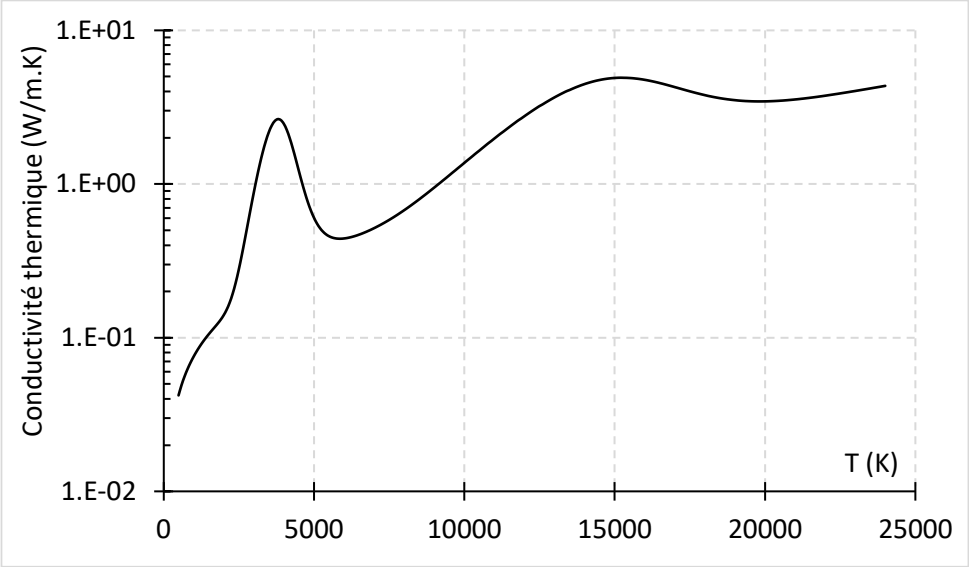


Figure 85 – Conductivité thermique d'un plasma d'oxygène à pression atmosphérique entre 500 et 24000 K, à partir des donnés de [66].

On trace Figure 85 la conductivité thermique d'un plasma d'oxygène en échelle logarithmique, permettant de noter que celle-ci est multipliée par environ 100 entre l'ambiante et 15000 K.

Figure 86, la viscosité dynamique du milieu est déterminée par les interactions entre particules lourdes. Elle passe généralement par un maximum avant de décroitre à haute température en raison des interactions entre particules chargées qui tendent à fluidifier le milieu, cf. [63] p141.

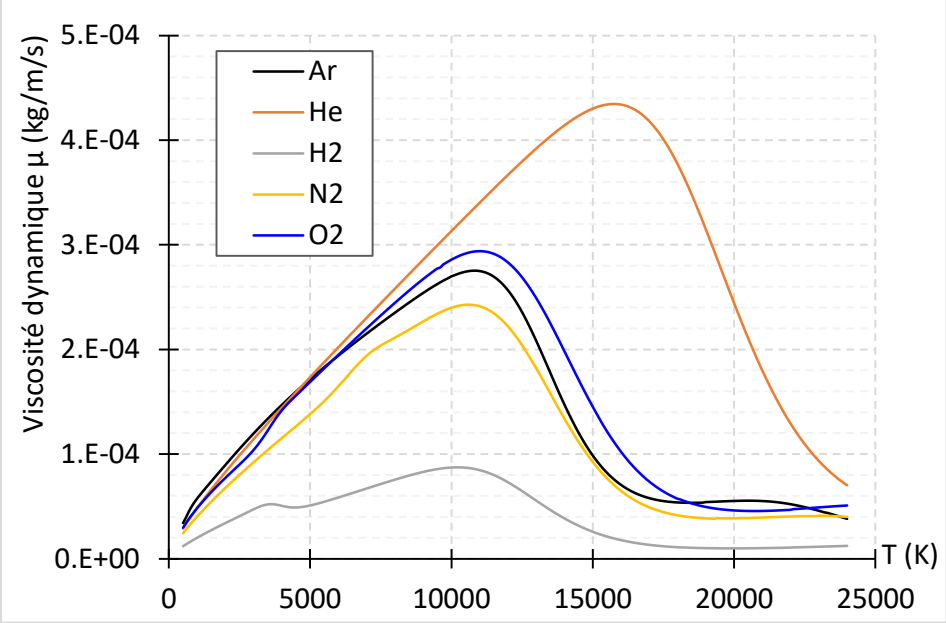


Figure 86 -Viscosité dynamique en fonction de la température de plasmas à l'ETL de différents gaz industriels, à partir des donnés de [66].

A 10000 K, la viscosité d'un plasma d'oxygène est par exemple 10 fois plus élevée qu'à 300 K et 20000 K. Cette particularité peut avoir des conséquences sur le rapport entre les effets cinématiques et les effets de viscosité, que nous étudierons plus loin en section 5.5.3 abordant la turbulence.

On donne ci-dessous quelques éléments de comparaison des coefficients de transports avec des milieux courants tirés de [63].

Conductivité électrique (S/m)	
plasma à T > 15 000 K	10^4
cuivre solide à 300 K	6×10^7
fer à 300 K	10^7
eau salée (1 mole NaCl/litre)	7 à 8
air standard	$2{,}5 \times 10^{-12}$
Conductivité thermique ($W m^{-1} K^{-1}$)	
plasma	entre 1 et 10
air (300 K, 1 bar)	$2{,}6 \times 10^{-2}$
eau (300 K)	0,6
métaux (300 K) : cuivre	400
fer	80
Viscosité (kg $m^{-1} s^{-1}$)	
plasma (10 000 K)	3×10^{-4}
air (300 K, 1 bar)	$1{,}84 \times 10^{-5}$
eau à 298 K	10^{-3}
huile d'olive à 293 K	$8{,}4 \times 10^{-2}$

Tableau 19 – Eléments de comparaison des coefficients de transport dans les plasmas ; d'après [63] p145.

4.1.5. Rayonnement

Le rayonnement dans les plasmas présente les deux difficultés, spectrale et spatiale, habituelles du problème du transfert radiatif, auquel s'ajoute celui du changement de composition du milieu avec la température et la pression. En raison de cette complexité, le rayonnement des plasmas thermiques fait généralement l'objet d'un chapitre dédié dans les ouvrages de référence, par exemple la section p146 de S. Vacquié [63], qui renvoient eux-mêmes fréquemment aux ouvrages spécialisés, e.g. Modest [70]. On vulgarise simplement ici les phénomènes importants et les méthodes usuellement utilisées.

Le spectre d'émission ou d'absorption d'un plasma comporte un continuum et des raies et bandes associées aux transitions d'énergie interne des particules : transitions entre niveaux des électrons liés aux atomes et aux molécules, et entre niveaux électroniques, de vibration et de rotation des molécules aux températures où elles existent encore. La plage du spectre pertinente pour les transferts thermiques se situe entre 50 nm et 10 µm, comprenant l'UV, le visible et l'infrarouge proche et moyen.

On présente Figure 87 le spectre visible d'émission sur l'axe d'un jet de plasma d'oxygène mesuré par P. Freton durant sa thèse [9] à deux distances de la sortie de la torche. On y voit à la fois le continuum et certaines raies du milieu. Le spectre du haut ne comporte que des raies d'oxygène, alors qu'on pointe sur le spectre du bas des raies d'azote et d'hydrogène qui démontrent l'entrainement de l'air ambiant au cœur du jet plasma chaud à 11 diamètres de la sortie de la tuyère.

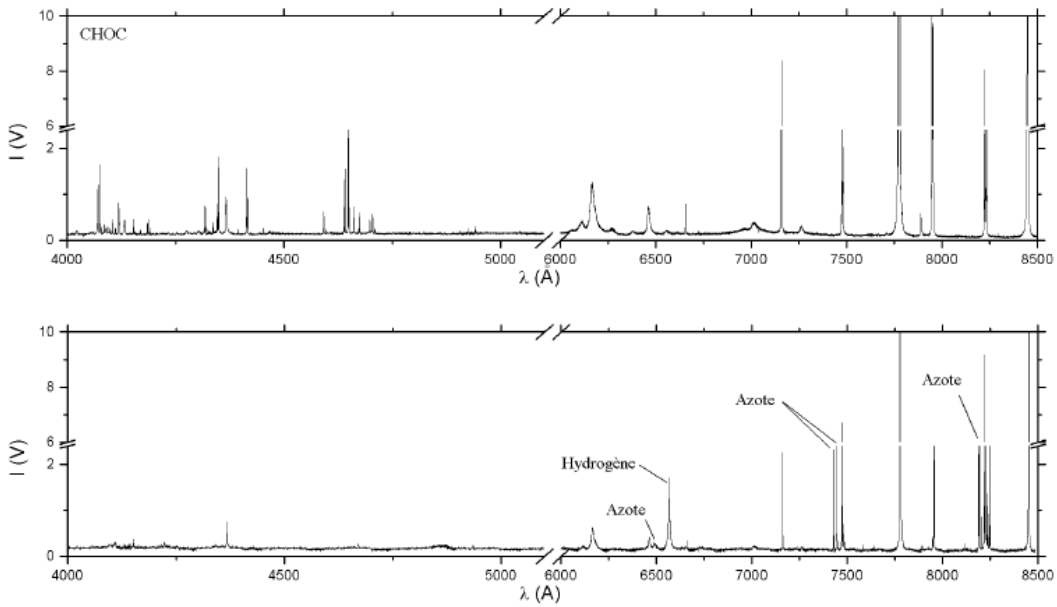


Figure 87 – Spectre d'un jet de plasma d'oxygène dans le visible à deux distances de la sortie de la tuyère de diamètre D. En haut à 1.5D, en bas à 11D. D'après [12].

Le rayonnement du continuum est celui émis par les électrons libres soumis à différents effets (e.g. freinage …), il est généralement plus faible que le rayonnement des bandes mais pas complètement négligeable à des pressions qui ne dépassent pas plusieurs dizaines de bars. La contribution des raies[9] représentant la majeure partie du transfert radiatif, elle doit donc être prise en compte dans le détail, en tenant compte du changement de composition du milieu avec la température, c'est-à-dire que les raies les plus importantes à 25000 K ne sont plus forcément celles qui l'étaient à 8000 K. A haute température, le plasma n'est pas optiquement mince et le rayonnement de certaines raies, en particulier celles de résonance associées à la fois aux interactions d'émission et d'absorption de photon (voir [63] p160), est ré-absorbé sur des distances très courtes.

Le cœur de l'arc plasma entre 10000 K et 50000 K est toujours beaucoup plus chaud que le milieu ambiant qui l'entoure, parois de la chambre d'arc comprises (la température de fusion du cuivre généralement utilisé est de 1230 °C). Du point de vue de l'énergétique de la colonne plasma, la prise en compte des échanges radiatif avec la couche froide environnante (transparente du point de vue du rayonnement), les parois de la chambre d'arc, ou la température du laboratoire à l'infini, est donc *a priori* inutile. Selon le type de problème que l'on considère, on peut donc dans la plupart des cas simplifier la complexité spatiale du problème radiatif en n'étudiant que la zone chaude de la colonne d'arc, supposée en équilibre radiatif avec un milieu infini tellement plus froid, qu'on peut négliger le rayonnement qu'il lui renvoie vers le plasma.

La plupart des études portant sur l'équilibre énergétique de la colonne d'arc utilisent ainsi la méthode du coefficient d'émission nette. Celle-ci consiste à résoudre l'équation de transfert radiatif dans toute la complexité spectrale nécessaire, i.e. raie par raie, pour la géométrie simplifiée d'une sphère plasma de température (et donc de composition) homogène (Voir par exemple Vacquié [63]). On obtient un coefficient d'émission nette ε_n, exprimé en W m^{-3} sr^{-1} qui donne un terme source pour les pertes radiatives volumiques du plasma directement utilisable dans l'équation de l'énergie, après multiplication par 4π pour tenir compte de toutes les directions de l'espace.

[9] La fréquence des raies est quantifiée par $h\nu$ avec h la différence de niveau d'énergie entre les états de la particule et ν la fréquence du photon émis (ou absorbé) lors de la transition.

Note : si on n'étudie pas seulement l'aérothermique de la colonne d'arc mais par exemple le flux de chaleur reçu par les parois de la tuyère, cette approche du transfert radiatif n'est plus du tout adaptée puisqu'elle considère que la puissance rayonnée par le plasma est perdue en milieu ouvert infini. La possibilité qu'une grande partie de la puissance radiative soit renvoyée au plasma par réflexion spéculaire de parois de chambre d'arc en cuivre poli sera discutée plus loin section 4.5.1.

Certaines des hypothèses simplificatrices de la méthode du coefficient d'émission nette pour le calcul des pertes radiatives dans les plasmas ont été commentées de manière générale :

- L'erreur liée à une géométrie sphérique par rapport à une géométrie plutôt cylindrique de la colonne d'arc est de l'ordre de 10% ([63] p159).
- On présente Figure 88 à gauche un extrait de « Thermal Plasmas » [66] qui montre que la contribution principale aux pertes radiatives est celle des raies dites de résonance (des transitions les plus intenses partant de l'état fondamental (de l'atome, de l'ion ou de la molécule s'il en existe encore), qui sont aussi les plus réabsorbées (cette conclusion est générale et valable pour d'autres gaz et mélanges). Dans le cas présenté, la contribution du continuum est de l'ordre de 1% à 10%.
- Toujours à gauche Figure 88, pour de l'azote à pression atmosphérique, les auteurs montrent que la réabsorption des raies résonnantes est importante dès une distance de l'ordre du millimètre. Par conséquent, le choix du rayon de la sphère de calcul est important, en particulier si les arcs sont de diamètre millimétrique. En l'occurrence, à droite Figure 88, le coefficient d'émission nette d'un plasma théorique homogène de rayon nul, c'est-à-dire supposé optiquement mince, est pratiquement deux ordres de grandeur supérieur à celui d'une sphère de 20 mm de diamètre. On y note aussi le caractère fortement non linéaire de l'effet de la réabsorption avec la distance.

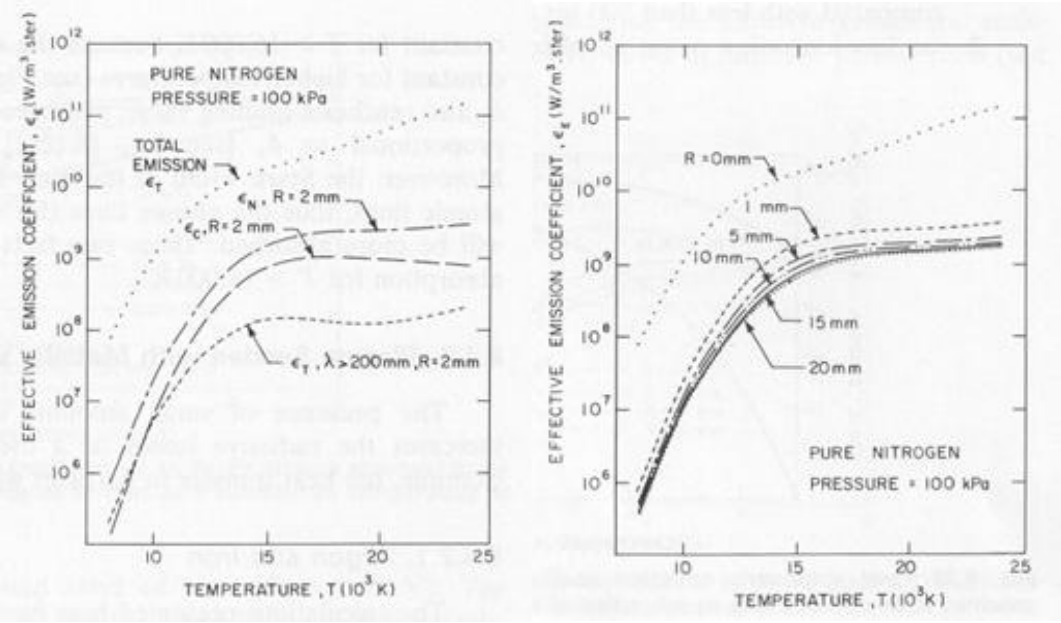


Figure 88 – D'après [66], calcul de coefficient d'émission nette en fonction de la température pour un plasma d'azote à 1 bar. A gauche, influence des contributions pour une sphère de rayon r = 2 mm ; ε_T : émission totale sans réabsorption (i.e. R=0) ; ε_N : coefficient d'émission nette ; ε_C : émission du continuum ; $\varepsilon_{T,\lambda>200\,nm}$: émission totale des raies de longueur d'onde supérieure à 200 nm (peu réabsorbées). A droite, influence du rayon sur le coefficient d'émission nette.

4.1.6. Effet de la pression sur les propriétés

La plupart des tables thermodynamiques des plasmas thermiques sont calculées à pression constante, souvent atmosphérique, comme sont opérés beaucoup de plasmas thermiques industriels. L'écoulement dans les torches de coupage plasma est en revanche nettement compressible, trans-sonique. La pression varie par exemple d'un facteur 10 entre la pression génératrice dans la chambre d'arc à environ 5 bara (en bar absolu, voir conventions section 10.4) et la zone de détente en sortie

de tuyère avant l'onde de choc droite où la pression est de 0.5 bara (cf. [14] p96, et le chapitre 6 pour la description du jet sous-détendu que l'on anticipe ici un peu).

Il est donc important de comprendre comment les propriétés du milieu et les coefficients de transport évoluent avec la pression. On utilise pour ce faire les tables pour les plasmas d'oxygène calculées par J-J. Gonzalez et P. Freton au laboratoire LAPLACE, et utilisées dans la thèse de N. Godinaud [14], annexe B2.

De la même façon que l'effet de la température à pression constante a été commenté au 4.1.3., le comportement du milieu sous l'effet de variations de pression est proche de celui du gaz parfait tant que la composition du plasma n'est pas significativement modifiée.

On approfondit cette analyse de l'effet de la composition du plasma sur ses propriétés thermodynamiques en fonction de la pression et de la température en traçant Figure 89 le nombre apparent n_a de moles de particules par unité de masse (mol/g), et la chaleur spécifique en les superposant avec la dérivée de n_a par rapport à la température.

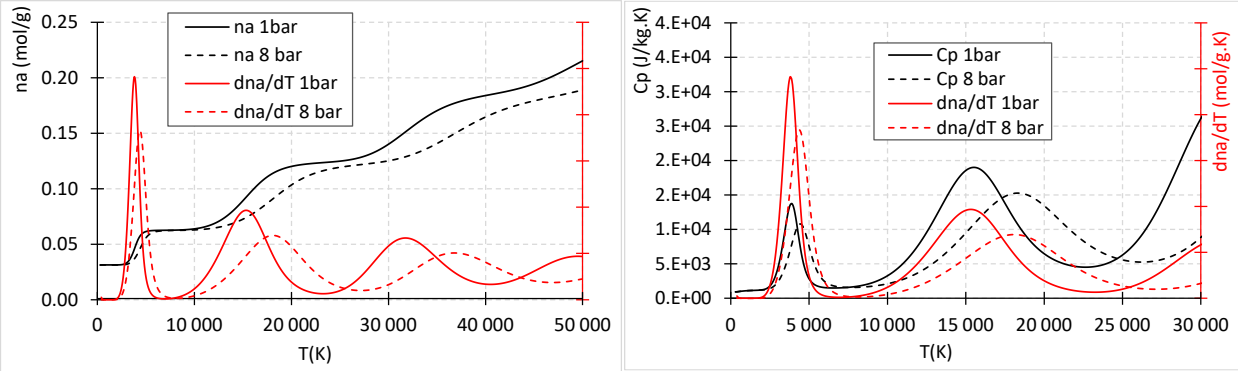


Figure 89 – A gauche, quantité apparente n_a de particules dans un plasma d'oxygène par unité de masse et sa dérivée dn_a/dT caractérisant le taux apparent de production d'espèces avec la température. A droite : superposition de la chaleur spécifique C_p et de la production d'espèces dn_a/dT en fonction de la température, d'après les tables LAPLACE/AAEPT [14] .

En se rappelant que la composition du plasma est celle à l'équilibre chimique calculée par minimisation d'énergie libre de Gibbs, on peut interpréter l'évolution de n_a avec la température comme le déplacement de l'équilibre chimique selon la loi de Van't Hoff, c'est-à-dire dans le sens qui absorbe de la chaleur (endothermique). Les pics de chaleur spécifique C_p qui traduisent la consommation de chaleur par les réactions de dissociation et d'ionisation sont ainsi parfaitement homothétiques des pics de taux de production d'espèces que traduit la dérivée de n_a avec la température.

De la même manière, l'effet de la pression sur la composition du plasma répond à la Loi de le Chatelier pour les réactions chimiques en phase gazeuse, en déplaçant l'équilibre chimique dans le sens de la diminution du nombre d'espèces lorsque la pression augmente, et inversement. A 8 bar, les pics de dissociation et d'ionisation sont décalés vers les plus hautes températures, et étalés, car il est plus couteux énergétiquement d'augmenter la densité d'espèces (remplacer une molécule par deux neutres ou un neutre par un ion et un électron) par unité de masse qu'à 1 bar.

En ce qui concerne la vitesse du son, l'effet de la pression entre 1 et 8 bar présenté Figure 90 est moins visible que celui de la température entre 300 K et 30000 K (effet à la fois purement thermodynamique et réactionnel).

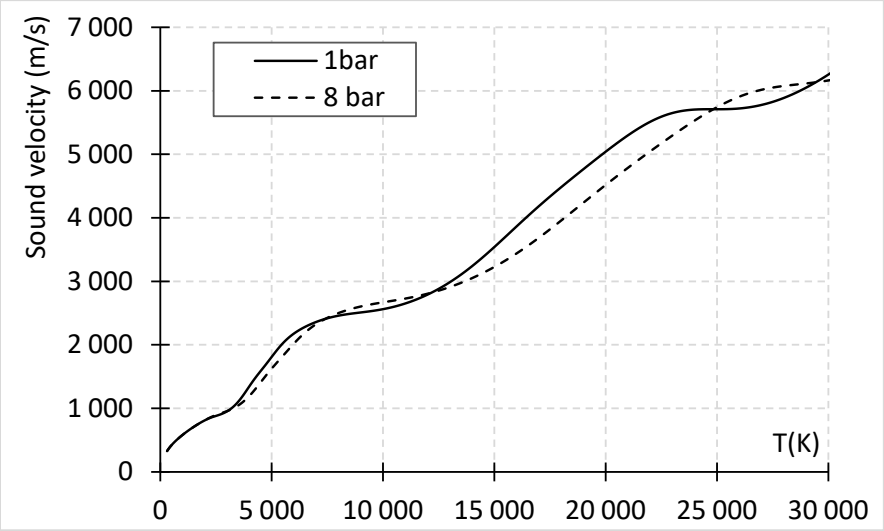


Figure 90 – Vitesse du son dans un plasma d'oxygène à l'ETL en fonction de la température, pour deux pressions. D'après les tables LAPLACE/AAEPT [14] .

L'effet de la pression sur les coefficients de diffusion : conductivité électrique, conductivité thermique et viscosité dynamique est entre 1 et 8 bar de l'ordre de quelques pourcents à 20% [14], l'effet sera présenté plus loin e.g. Figure 135 pour la viscosité.

Le coefficient d'émission nette est en première approximation proportionnel à la pression [63], ce qui se vérifie assez bien sur les données utilisées ici comme le montre la Figure 91.

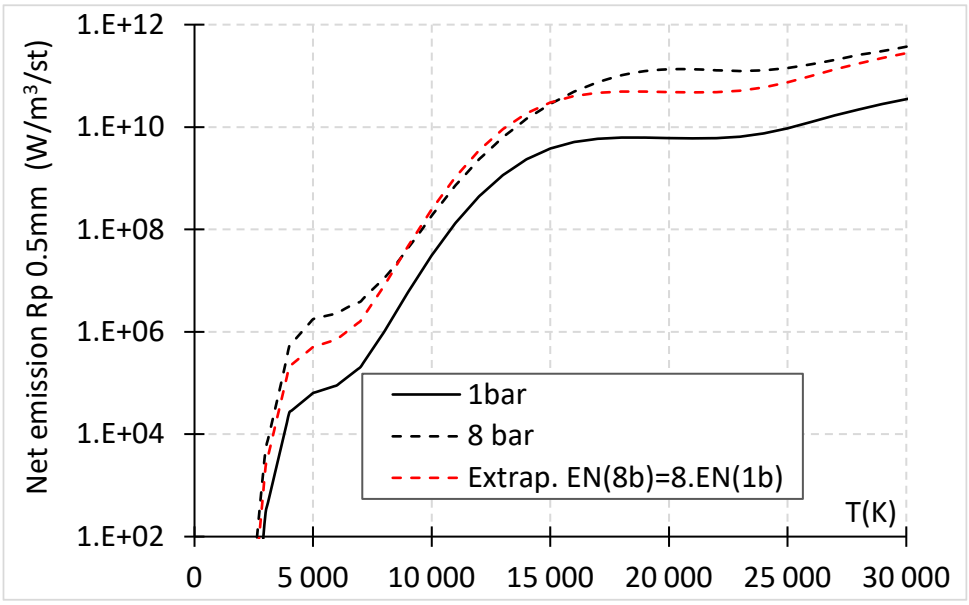


Figure 91 – Coefficient d'émission nette d'un plasma d'oxygène de rayon 0.5 mm en fonction de la température, à 1 et 8 bar. D'après les tables LAPLACE/AAEPT [14].

Les pertes radiatives sont donc susceptibles d'être influencées au premier ordre par la pression (via la densité), nous y reviendrons en section 4.5.1.

4.2. Modélisation CFD

Collaborations

Equipes AKRYVIA : *Nicolas Godinaud*
Universitaires : *LAPLACE Toulouse : Pierre Freton, Jean-Jacques Gonzalez ; M2P2 Marseille : Pierre Boivin.*

A l'issue de la description des jets de plasma d'arc présentée jusqu'à présent, on a établi qu'une démarche de modélisation des jets de plasma d'arc de coupage doit a minima prendre en compte les phénomènes physiques suivants :

- écoulement de gaz réel réactif de composition changeante, compressible (trans-sonique avec chocs forts), avec vortex,
- utilisation de modèles thermodynamiques pour le gaz réel (non parfaits, non idéal), dont les propriétés sont très variables non linéairement avec la pression et la température.
- thermique fortement stratifiée avec gradients extrêmes de température, apport de chaleur par effet Joule, transferts de chaleur d'une part par convection en régime potentiellement turbulent et d'autre part par rayonnement à haute température.
- apport de chaleur fortement couplé au passage du courant induit par le champ électrostatique dans un champ de conductivité électrique très inhomogène : avec une zone froide de conductivité électrique nulle et une zone plasma où elle est élevée.

Cette complexité spatiale et physique requiert la mise en œuvre d'outils de simulation numérique en mécanique des fluides de type CFD (Computational Fluid Dynamics) 2D ou 3D, dans lesquels on complète les modèles physiques en y ajoutant ceux nécessaires à la description du plasma. On établit ainsi dans les paragraphes qui suivent les équations décrivant les phénomènes à prendre en compte en partant des hypothèses les plus générales et en explicitant les simplifications classiquement faites.

Pour cette description, on considère que le plasma est établi à partir d'un gaz plasmagène unique, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de mélange entre fluides différents au sein de l'écoulement, ou dit autrement que la composition élémentaire du milieu est constante : la fraction de chacun des éléments atomiques est constante.

Par ailleurs, on fait l'hypothèse (H0) que le plasma est en tout point à l'équilibre thermodynamique local (ETL). L'étude de la littérature nous a permis de montrer section 4.1 la validité de cette hypothèse dans les zones de l'écoulement où les gradients, thermiques en particulier, sont faibles. L'hypothèse d'ETL sera discutée et commentée par la suite pour les zones sous fort gradient de température. Du point de vue de l'écoulement, le fluide est considéré comme un mélange d'espèces dont la composition et les propriétés sont connues de manière univoque en tout point de température et de pression (P,T). L'équation d'état, la composition et les propriétés sont usuellement tabulées à partir des calculs thermodynamiques présentés en section 4.1.

4.2.1. Continuité et quantité de mouvement

Nous partons de l'équation de continuité et de l'équation de conservation de la quantité de mouvement $\overrightarrow{\rho V}$, sous leur forme vectorielle.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div\left(\rho \vec{V}\right) = 0$$

$$\frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} + \overrightarrow{div}\left(\rho \vec{V} \otimes \vec{V}\right) = \rho \vec{f} - \overrightarrow{grad} P + \overrightarrow{div} \bar{\bar{\tau}}$$

Équation 16 – Equations de la mécanique des fluides

A ce stade, la seule hypothèse sous-jacente (H1) est celle du milieu continu, toujours valide dans notre cas des plasmas thermiques à pression atmosphérique d'après les ordres de grandeur de libre parcours moyen présentés au 4.1.1.

Nous supposons ensuite :

(H2) que le fluide est newtonien. Cette hypothèse est légitime localement en raison des interactions principalement collisionnelles, la viscosité étant déduite des modèles thermodynamiques. Cette hypothèse est aussi justifiée plus en détail dans la thèse de P. Freton [12].

(H3) que la viscosité compressible et que la viscosité de volume est nulle (hypothèse de Stokes, voir [73] p114). Cette hypothèse est très légitime également car elle est justifiée par l'hypothèse d'un milieu principalement collisionnel, et en tout cas une question largement secondaire par rapport à l'hypothèse d'ETL, dont dérive la composition et le calcul de la viscosité dynamique.

(H4) que la viscosité est localement constante, c'est-à-dire qu'elle est une variable continue de l'espace, de sorte que la viscosité μ est factorisée et extraite du calcul de la divergence du tenseur des contraintes visqueuses. Cette hypothèse est très probablement légitime, mais difficile à démontrer dans le cas des plasmas thermiques qui ont une dépendance importante de la viscosité à l'ETL à la température, en particulier dans les pics de dissociation, situés à l'endroit même des gradients de température les plus forts entre la colonne d'arc et la couche froide. Cette hypothèse pourrait donc être discutée à partir de l'évaluation des gradients de viscosité donnés dans les simulations existantes.

(H5) nous négligeons la force de pesanteur, qui est faible par rapport au gradient de pression imposé dans les torches plasma. Ce n'est pas le cas dans les arcs libres, les arcs longs et/ou soumis à de faibles forces aérodynamiques externes, ou encore dans les zones de faible vitesse à proximité des électrodes. Pour vérifier cette hypothèse dans le jet plasma, on estime le nombre de Froude, défini comme le rapport des forces d'inertie sur les forces de pesanteur (cf. par exemple [73] p130). Pour un jet plasma à vitesse axiale caractéristique V_z = 1000 m/s, de dimension caractéristique L = 1 mm (diamètre du jet), et sous l'accélération de la gravité terrestre g = 9.81 m/s^2 , on obtient :

$$Fr = \frac{v^2}{gL} \approx 10^8 \; >> 1$$

Équation 17 – Nombre de Froude

Nous commenterons plus tard l'effet éventuel des forces de pesanteur dans la zone proche électrode, qu'il faudra comparer aux autres forces à l'œuvre : la force due au gradient de pression radiale induit par un éventuel vortex, et la force de Lorentz (sur les particules chargées) , plutôt qu'aux forces d'inertie.

(H6) les effets du champ magnétique se traduisent par une force de Lorentz, volumique, égale au produit vectoriel du flux de courant $\vec{j}$ par le champ magnétique auto-induit $\vec{B}$.

On obtient les équations de Navier-Stokes compressible, avec pour terme source supplémentaire les forces volumiques de Lorentz, qui s'écrivent sous forme vectorielle conservatrice :

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

$$(\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \overrightarrow{div}(\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = \vec{j} \wedge \vec{B} - \overrightarrow{grad} P + \mu \vec{\Delta} \vec{v} + \frac{\mu}{3} \overrightarrow{\mathrm{grad}}(\mathrm{div} \vec{v})$$

Équation 18 – Equations de continuité et de Navier-Stokes modifiées pour l'écoulement plasma

4.2.2. Equation pour l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit sous forme enthalpique :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\rho \vec{v} h) = \frac{\vec{j}.\vec{j}}{\sigma} - 4\pi\varepsilon_n + \frac{5}{2}\frac{k_B}{C_p e}\vec{j}.\nabla h + \widehat{\Phi_v} + \frac{\partial P}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}P + \vec{\nabla}.\left(\frac{\kappa}{C_p}\vec{\nabla}h\right)$$

Équation 19 – Equation de l'énergie (pour l'enthalpie), modifiée pour l'écoulement plasma

Dans cette équation:

- $\frac{\vec{j}.\vec{j}}{\sigma}$ est le terme source de chauffe du milieu par le passage du courant, ou effet Joule
- $4\pi\varepsilon_n$ est le terme source de pertes radiatives, modélisées par le coefficient d'émission nette
- $\frac{5}{2}\frac{k_B}{C_p e}\vec{j}.\nabla h$ est le flux enthalpique des électrons. Ce terme rend compte du transport de chaleur advecté par les électrons, c'est-à-dire le transport du scalaire de l'enthalpie des électrons par le vecteur courant, avec une dérive macroscopique calculée à partir de k_B la constante de Boltzmann et e la charge électronique en coulomb. Avec un fluide mono-espèce, et en utilisant l'équation de neutralité électrique, impliquant div $\vec{j}$= 0, il apparaît comme un terme source de correction (cf. Mougenot [138], p88 et 205), et non comme un terme d'advection.
- $\widehat{\phi_v}$ est le terme de dissipation visqueuse. Ce terme est négligeable dans notre application plasma car le chauffage par dissipation visqueuse de la quantité de mouvement est tout à fait marginal par rapport aux autres termes source de l'équation de chaleur, même si on lui ajoutait un terme additionnel de dissipation de l'énergie cinétique turbulente issue d'un éventuel modèle de turbulence.
- $\frac{dP}{dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}P$ est le terme source lié aux variations de pression, nul pour les écoulements incompressibles. C'est, dans notre cas compressible, le terme de couplage pression-énergie entre l'équation de conservation de la quantité de mouvement et celle de l'énergie.
- $\vec{\nabla}.\left(\frac{\kappa}{C_p}\vec{\nabla}h\right)$ l'équation de Fourier pour la diffusion de la chaleur, ici exprimée d'après $\lambda.\vec{\nabla}T = \lambda/C_p\,\vec{\nabla}h$.

4.2.3. Equations électro-magnétiques

Les termes source de l'équation de la quantité de mouvement font intervenir une force de Lorentz, et ceux de l'équation de l'énergie l'effet Joule. Nous avons donc besoin d'une formulation pour calculer les variables électrostatiques et le champ magnétique :

- le vecteur densité de courant $\vec{j}$ et le champ électrique $\vec{E}$
- le champ magnétique $\vec{B}$

En partant des équations complètes de l'électromagnétisme, on simplifie suivant l'hypothèse principale (H7) de quasi-stationnarité des champs électriques et magnétiques par rapport à l'écoulement qui est décrite et justifiée dans Vacquié [63]. Cette hypothèse, permet de négliger le courant de déplacement, les courants induits par la variation de champ et les courants induits par le mouvement du plasma.

Sous cette hypothèse, les équations électromagnétiques à résoudre s'écrivent :

$$rot\vec{E} = 0 \;\; ; \;\; div\vec{j} = 0 \; ; \;\; \vec{J} = \sigma\vec{E}$$

Et se simplifient en une seule équation de l'électrostatique, pour le potentiel scalaire U dans le champ de conductivité électrique σ

$$div\left(-\sigma\overrightarrow{grad}U\right) = 0$$

Équation 20 – équation pour l'électrostatique

Le champ électrique est directement dérivé de U à travers $\vec{E} = -\overrightarrow{grad}U$

Le champ magnétostatique $\vec{B}$ est calculé à partir du potentiel scalaire. En 3D, il est cependant nécessaire de résoudre un problème de Biot-Savart pour le potentiel vecteur, cf. Freton & al [140], c'est-à-dire une résolution numérique coûteuse sur tout le domaine de calcul. Ce calcul est donc souvent simplifié selon l'importance que prennent les forces de Lorentz pour la question posée.

En géométrie 2D axisymétrique, lorsque l'axe de symétrie est perpendiculaire aux plans des électrodes sur lesquels les conditions aux limites sont appliquées, alors le champ électrique est un vecteur à 2 composantes $\vec{E}$ (E_r, E_z), la composante azimutale étant nulle.

On obtient dans le plan (r,z) une équation de Poisson sous la forme :

$$0 = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\sigma\frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\sigma\frac{\partial U}{\partial z}\right)$$

La seule composante non nulle du champ magnétique est la composante azimutale B_θ, que l'on peut calculer à partir du courant axial par la loi d'Ampère (cf Baudry [139] p102, Freton [12] p 47, …):

$$B_\theta(R,z) = \frac{\mu_0}{R}\int_0^R j_z(r,z)\, r dr$$

Équation 21 – Calcul du champ magnétique azimutal en symétrie axiale

La grandeur sous le signe d'intégration est la composante axiale du vecteur courant $\overrightarrow{\ }$ (j_r, j_z)

4.2.4. Commentaires sur le problème couplé

On décrit sur la Figure 92, les interactions entre les différents phénomènes physiques, dont la description a été faite jusqu'à présent de manière indépendante les uns des autres.

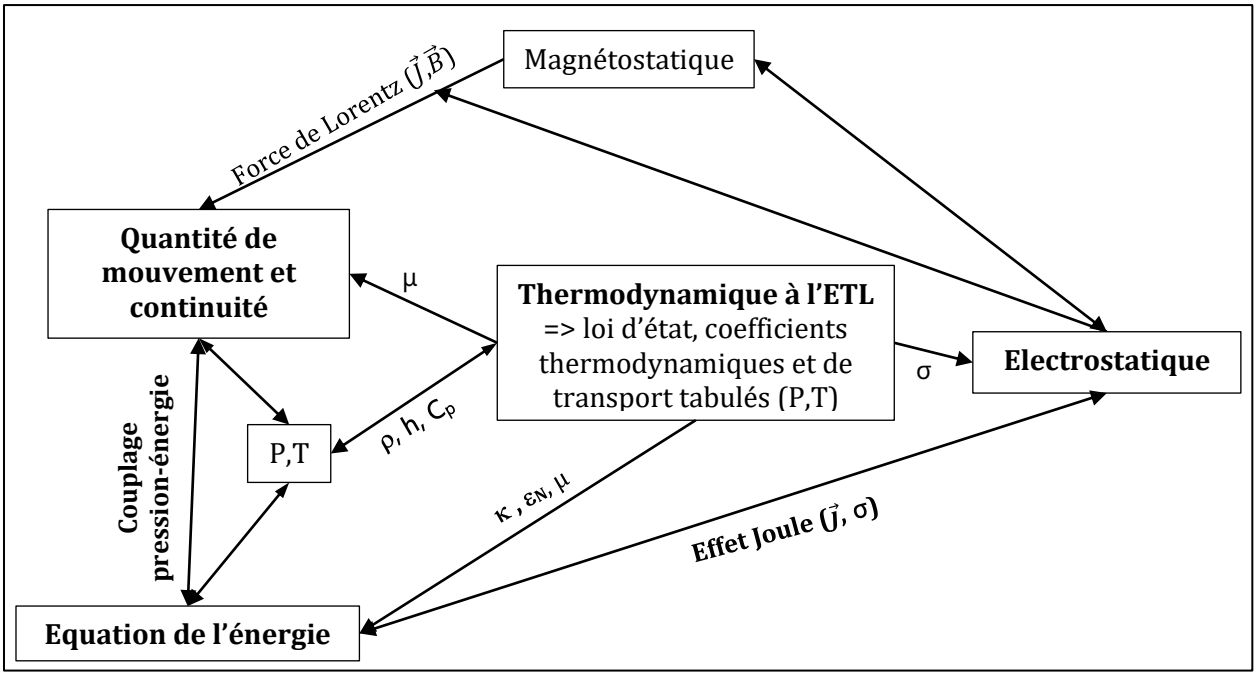


Figure 92 - Phénomènes physiques a priori importants et leurs couplages.

Les différentes équations interagissent à travers au moins deux couplages forts :

- Les équations de conservation de la mécanique des fluides (continuité et quantité de mouvement) et de l'énergie sont classiquement couplées en raison de la nature compressible de l'écoulement (couplage pression-énergie). Ce couplage est lui-même fortement dépendant de la description thermodynamique du plasma qui tabulée en pression et température : loi d'état pour la densité et coefficients thermodynamiques pour l'énergie : C_p, h ou énergie interne comme fonction de (P,T) qui est tabulée dans les modèles numériques.
- Les équations de l'énergie et de l'électrostatique sont pour leur part fortement couplées par le terme source d'effet Joule, qui détermine l'apport de chaleur dans l'écoulement, alors que l'équation de l'énergie détermine les zones conductrices chaudes dans lesquelles l'effet Joule est à l'œuvre. Ce couplage est fortement influencé par la description thermodynamique du plasma, à travers la variation avec (P,T) de la conductivité électrique, de la conductivité thermique, et du coefficient d'émission nette ; propriétés du milieu qui influencent toutes au premier ordre les termes de l'équation de l'énergie.

Potentiellement, d'autres couplages, phénomènes physiques, ou complexités liées aux équations peuvent être importants : le champ magnétique via les forces de Lorentz, les écarts à l'équilibre thermodynamique, l'effet éventuel de la turbulence, le modèle simpliste pour le rayonnement, les phénomènes aux électrodes (e.g. pollution par des vapeurs métalliques), … Leur influence sur l'étude des jets plasmas sera commentée ultérieurement au fur et à mesure que nous présenterons les résultats des modèles.

4.3. Développement des codes de calcul

Collaborations

Equipes AKRYVIA : *Nicolas Godinaud*
Universitaires : *LAPLACE Toulouse : Pierre Freton, Jean-Jacques Gonzalez ; M2P2 Marseille : Pierre Boivin.*

4.3.1. Historique de développement des modèles CFD

Une bibliographie détaillée de l'histoire du développement des modèles de simulation numérique des torches plasma de coupage est donnée dans le chapitre introductif de la thèse de Nicolas Godinaud [14].

Les premières tentatives de modélisation analytique des torches de coupage plasma datent des années 90, et présentent de sérieuses lacunes de prise en compte de modélisation, ainsi que peu de validation en comparaison à des résultats expérimentaux. En effet, une approche ambitionnant la résolution des équations décrites en section 4.2 en 2 ou 3 dimensions de l'espace discrétisé, par raccourci une modélisation CFD, est a minima nécessaire pour aborder le phénomène de constriction décrit précédemment, qui est le fruit à la fois d'une accélération principalement axiale de l'écoulement dans une tuyère sonique, et de la diffusion de la chaleur principalement radiale. C'est à dire qu'il s'agit d'un problème couplant mécanique des fluides, électrostatique et transferts thermiques décrit par un système d'équations aux dérivées partielles avec des flux au moins 2D, dans deux directions principales :

- l'axe $\vec{z}$ de la torche, direction principale de l'écoulement
- l'axe radial $\vec{r}$, transverse à l'écoulement et direction principale des transferts thermiques

La premier modèle CFD 2D de torche de coupage plasma a été proposé par Gonzalez-Aguilar et Pardo [132] en 2000, de manière indépendante et contemporaine de l'approche développée en collaboration entre l'auteur, chez Air Liquide, et le laboratoire LAPLACE dans le cadre du travail de thèse de Pierre Freton [12], dont la première publication [10] date de 2001. Ce travail de thèse est le premier à présenter une modélisation CFD 2D (et 3D) des jets de torche de coupage plasma validée par des mesures de température par spectroscopie atomique d'émission.

Entre le mitan des années 2000 et aujourd'hui, plusieurs équipes académiques ont développé indépendamment des codes CFD reprenant les mêmes méthodes, et abordant différentes questions, principalement :

- l'équipe de Cécilia Pardo à L'Université de Cantabrie, Santander, Espagne, dont les travaux sur les torches de coupage se sont interrompus après 2001.
- l'équipe de Joachim Heberlein (†) et ses successeurs à l'université du Minnesota, aux Etats-Unis, en collaboration avec le fabricant Américain HYPERTHERM
- l'équipe de Yasunori Tanaka à l'Université de Kanazawa au Japon, en association avec les fabricants Japonais (e.g. KOMATSU, DAIHEN, KOIKE)
- l'équipe de Vittorio Colombo à l'Université de Bologne, en Italie, souvent en collaboration avec des industriels Italiens (e.g. CEBORA)
- à partir de la fin des années 2000, l'Université de Fudan, Plasma Laboratory (Xu Ping) à Shanghai (ainsi que USTC à Hefei et I'APCM à Pékin), en Chine

La plupart de ces travaux se sont appuyés sur des codes CFD pré-existants, commerciaux ou académiques, propriétaires ou Open Source, au sein desquels ils ont développé les couplages et les modèles décrits en section 4.2.

On distingue par ailleurs les travaux portant sur le développement ou la comparaison de modèles physiques (nouveaux ou reproduits), résumés ci-après, de ceux portant sur la simulation numérique de configurations de torches plasma visant à en décrire le fonctionnement et commentés ultérieurement.

Les travaux menés par le laboratoire LAPLACE en collaboration avec l'auteur [12], [10], [13], [5][5], ont permis d'aborder différentes problématiques de modélisation :

- validation des résultats à des profils de température spectroscopiques
- étude d'un jet de découpe 3D en interaction avec la forme de la saignée (sans couplage), ce qui nécessitait le développement d'une méthode de calcul du champ magnétique en 3D par la résolution du potentiel vecteur.
- étude de l'effet d'un modèle de rayonnement P1 en comparaison à la méthode du coefficient d'émission nette, montrant que l'effet est faible sur la structure de la colonne d'arc.
- développement d'un modèle multi-espèces, avec lois de mélange, des propriétés tabulées permettant de décrire le mélange d'un jet de plasma avec un milieu ambiant de composition différente.
- développement et étude de l'influence d'un modèle de turbulence à longueur de mélange sur le développement du jet, avec calibration de la longueur de mélange sur les taux d'élargissements du profil de température (via un nombre de Prandtl turbulent [152]) et du profil de concentration d'élément azote entrainé par le jet d'oxygène pur (via le nombre de Schmidt turbulent [153]), tous deux mesurés expérimentalement par spectroscopie à différentes distances de sortie de la torche. Les résultats confirment que la diffusion radiale de la chaleur et des espèces dans la colonne d'arc du jet plasma en sortie de torche, à des distances de 1 à 15 diamètres de la tuyère, est significativement accentuée par la turbulence de cisaillement entre le jet et le milieu ambiant, par rapport à une diffusion qui serait calculée avec les coefficients de diffusion thermodynamiques, i.e. en régime laminaire, ce qui sous-estime la diffusion radiale dans le jet en sortie de torche.
- compréhension de la distribution de l'énergie électrique injectée dans l'arc, et sa répartition entre les pertes dans la torche, les pertes par rayonnement avec le milieu ambiant, l'énergie transférée à la tôle, et celle perdue dans le jet plasma en extinction ; cf. 3.2.1.

On cite aussi les développements durant cette période d'autres modèles originaux :

- à notre connaissance, deux équipes ont développé une modélisation hors équilibre à deux températures T_e et T_h pour les torches de coupage plasma. En 1999, l'équipe espagnole de C.

Pardo présente [166] des résultats qui montrent un écart entre les températures électroniques et atomiques au col de la tuyère pour un gaz plasmagène argon.

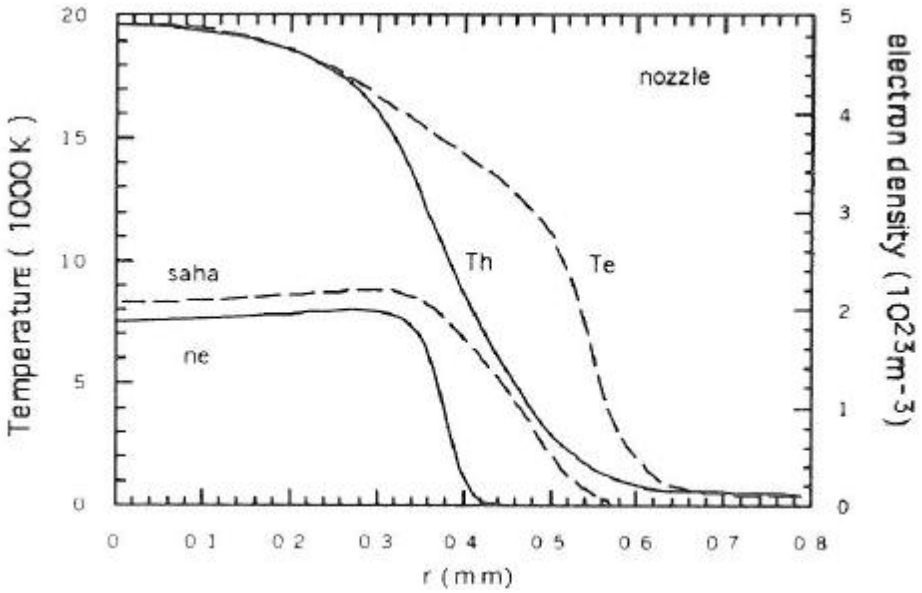


Figure 93 – Températures comparées des lourds et des électrons, et densités électroniques en fonction du rayon, calculées au col d'une tuyère de torche de coupage plasma d'argon, d'après [166].

- en 2007, Ghorui, Heberlein et Pfender, de l'Université du Minnesota [150], concluent à un effet faible de l'écart à l'équilibre sur la structure du jet plasma par rapport au modèle à l'équilibre ETL de référence pour un plasma d'oxygène.
- la thèse de Park (Université du Minnesota [82], 2015) est aussi le seul travail proposant une modélisation du procédé de fusion du métal en interaction couplée thermiquement avec le jet plasma, allant plus loin que l'interaction avec une paroi solide de géométrie prédéterminée présentée par Freton dans [12].
- les équipes de l'Université de Bologne (ITA) et de l'Université de Fudan (CN) [154] ont étudié l'influence de différents modèles de turbulence à deux équations, toujours avec une approche moyennée (RANS[10]) de la turbulence et sous l'hypothèse de Boussinesq permettant de calculer une viscosité turbulente. Tous les modèles consistent, classiquement en première intention, à ajouter aux coefficients de diffusion « laminaires », issu des calculs thermodynamiques, pour la chaleur et les espèces, un terme de diffusion turbulente estimé proportionnellement à la viscosité turbulente calculée avec les différents modèles. Le coefficient de proportionnalité entre diffusion turbulente et viscosité turbulente est pris arbitrairement dans les valeurs publiées pour d'autres classes d'écoulements, typiquement un nombre de Prandtl turbulent de 0.7 à 0.9 et un nombre de Schmidt turbulent de 1. Aucune étude détaillée, expérimentale ou numérique, de la structure ou des modes de génération de la turbulence dans l'écoulement, n'a été proposée à notre connaissance pour justifier de ces hypothèses pour cette classe d'écoulements.

Jusqu'en 2020, tous les modèles CFD utilisent une approche itérative avec résolution découplée des équations aux dérivées partielles de transport-diffusion du modèle, soit au plus simple 5 équations pour la continuité, la conservation de la quantité de mouvement en 2D, la conservation de l'énergie, l'électrostatique. Cette approche classique pour les écoulements incompressibles avec transfert de chaleur est issue des travaux précurseurs de la CFD académique et industrielle, voir par exemple

[10] Reynolds Averaged Navier-Stokes, équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds, voir [151] .

Patankar [145], et consiste à résoudre toutes les équations de conservation séquentiellement, ainsi qu'une équation pour la pression issue de l'équation de continuité. Ce sont les méthodes dites « pressure-based », dont l'origine est l'algorithme SIMPLE [145], et qui conduisent de manière itérative à une solution pour les variables calculées qui respectent toutes les équations de conservation. La convergence est caractérisée par le calcul de résidus pour chaque équation, c'est-à-dire l'écart à l'équation de conservation, dont le bilan (souvent appelé résidu) des flux aux faces et des termes sources doit tendre vers zéro pour tous les volumes finis du domaine de calcul. Ces méthodes itératives ont l'avantage d'autoriser pour chacune des équations de conservation le calcul matriciel sur tout ou partie du domaine de calcul en propageant l'information issue des conditions aux limites indépendamment du temps physique réel de propagation (calcul implicite), par exemple de l'information de pression. On peut ainsi calculer directement le régime stationnaire, le nombre d'itération jusqu'à la convergence n'ayant aucune signification physique.

L'autre grande classe de méthodes pour la mécanique des fluides numériques, développée pour les écoulements compressibles, consiste à résoudre de manière couplée la partie advective des équations de la quantité de mouvement et de l'énergie, en dissociant la partie diffusive qui est calculée indépendamment, éventuellement de manière implicite, et réintroduite dans les équations d'advection sous forme de termes source. Dans le cas d'un écoulement compressible dans lequel les équations de l'énergie et celles de la quantité de mouvement sont fortement couplées par les variations de pression (on parle de couplage pression-énergie). Ces méthodes sont nécessaires pour permettre de traiter correctement les discontinuités, ou chocs, à travers des faces des volumes finis. Ces méthodes pour les écoulements compressibles sont appelées solvers de Riemann, exacts ou approchés. On se rapportera à l'ouvrage de Toro [155] ou au cours de Capdeville [156] pour leur description détaillée. On parle de méthodes hyperboliques, explicites à pas de temps réel, dont l'avancement est conditionné aux temps physiques de propagation de l'information dans le domaine de calcul, c'est à dire la vitesse du son dans l'écoulement. La fermeture thermodynamique est généralement donnée par une équation, ou une tabulation, reliant la masse volumique à l'énergie interne pour une pression et une température donnée, donnant parfois leur nom « density-based » à ces méthodes numériques pour les écoulements compressibles.

Malgré le caractère fortement compressible, avec chocs, des écoulements dans les torches plasma, les méthodes itératives ont été privilégiées depuis les premiers développements pour plusieurs raisons :

- continuité d'utilisation d'outils CFD développés depuis les années pour le calcul des arcs électriques libres (incompressibles)
- à cause de l'importance de la diffusion thermique sur la structure de la colonne d'arc
- en raison du temps de calcul réduit des méthodes implicites pour des simulations en régime stationnaire couplant thermique et mécanique des fluides
- elles permettent aussi de traiter les écoulements compressibles, mais présentent des difficultés de convergence accrus et des risques d'erreurs de calcul et de pertes de conservativité en cas de chocs forts.

Bien que moins fréquente, l'utilisation de méthodes numériques explicites compressibles (solvers de Riemann) est attestée dans les laboratoires Québécois, pour les torches de projection supersonique ainsi que pour la simulation des disjoncteurs haute tension. On se référera par exemple à la thèse de Bertrand Jodoin [227] (Université de Sherbrooke, CA, 1998) pour la simulation d'une torche soufflée sous Ar-H_2 de projection supersonique (aussi citée plus loin), ou aux développements de solvers de Roe pour le calcul des arcs dans les disjoncteurs développés par les équipes de l'Ecole Polytechnique de Montréal (e.g. J-Y Trépanier & al [157]), en collaboration avec un industriel fabricant d'équipements (Ph. Robin-Jouan & al. [158]).

On présente dans le tableau ci-dessous les avantages et inconvénients de l'utilisation de solvers de Riemann pour la simulation des jets plasmas supersoniques, en comparaison aux méthodes itératives implicites.

Avantages	Inconvénients
• Conçu pour les écoulements compressibles et la capture des chocs • Démonstrations récentes de simulations avec équation d'état gaz réels complexe, chimie ou termes sources raides, multi-espèce, bien conservatifs sur la masse et l'énergie • Instationnaires par nature • Parallélisation efficace • Base Open Source disponible	• Pas de temps acoustique calé sur le Mach le plus grand → pénalisation importante pour le calcul des zones bas Mach (chambre d'arc) • Rare dans la communauté plasma • Codage de la physique hyperbolique aux faces et des limiteurs • Calcul de la diffusion de chaleur découplée de l'équation de l'énergie, dans laquelle elle est introduite en terme source

Tableau 20 – avantages et inconvénients de l'utilisation de solvers de Riemann explicites pour la simulation des torches plasmas trans-soniques

La programmation de la thèse CIFRE de Nicolas Godinaud [14] avait ainsi, entre autres objectifs, de développer une première modélisation CFD compressible d'une torche de découpe plasma avec un solver de Riemmann approché de type HLLC (Harten–Lax–van Leer Contact, voir [159]). Ce solver connait une popularité croissante pour la simulation numérique d'écoulements compressibles avec physique complexe en raison de son caractère robuste, peu sujet à divergence, en contre-partie d'une diffusion numérique certaine par rapport à d'autres schémas. Cette thèse a été financée par l'entreprise AKRYVIA dans le cadre d'un dispositif CIFRE et a été co-dirigée par Pierre Boivin (CNRS/Université d'Aix Marseille, laboratoire M2P2), dont les travaux de développement du solver HLLC utilisé ont servi de point de départ numérique (cf. X. Deng et P. Boivin [208]), Pierre Freton & Jean-Jacques Gonzalez (CNRS/Université Toulouse III Paul Sabatier, laboratoire LAPLACE), dont les travaux sur la simulation des plasmas et des torches ont servi de base physique, et encadrée par l'auteur côté industriel [1][2].

Les contributions principales de cette thèse, et les travaux ultérieurs menés avec les outils qui y ont été développés seront présentées et discutés en sections 4.4 et 4.5.

4.3.2. Vocabulaire, méthodologie et retours d'expérience

"Never make a calculation until you know the answer. Make an estimate before every calculation [...]", John Archibald Wheeler (Physicien 1911-2008) [141]

« Personne n'est à l'abri d'une réussite totale. Cependant, en CFD, il existe un ensemble de techniques particulièrement adaptées qui doivent vous permettre de faire de tout projet une catastrophe pour vous-mêmes et si tout se passe bien, aussi pour les autres. », Thierry Poinsot, IMFT/CERFACS [142]

« Garbage in, garbage out », https://en.wikipedia.org/wiki/Garbage_in,_garbage_out

« Dans un système informatique comprenant un ordinateur, un écran, un clavier et un humain, 99.9% des problèmes apparaissent entre l'écran et le clavier », anonyme

"Computers are incredibly fast, accurate and stupid; Humans are incredibly slow, inaccurate and brilliant; Together, they are powerful beyond imagination.", Albert Einstein

La **vérification** d'un code de calcul consiste à s'assurer qu'un outil de simulation numérique produit des résultats conformes aux équations qui y sont codées. L'exercice de vérification peut inclure de manière non exhaustive la réalisation de calculs dans des configurations pour lesquelles il existe un résultat analytique, ou des résultats obtenus avec un autre code vérifié de complexité géométrique simplifiée (0D, 1D, ...) ou encore des résultats obtenus avec un autre code dit de référence, vérifié et/ou validé par ailleurs. L'exercice de vérification inclut aussi l'évaluation des erreurs induites par les méthodes de résolution numériques utilisées, par exemple à travers des études de convergence en maillage, d'influence du pas de temps d'intégration temporelle, de force de conviction des critères de convergence des méthodes itératives sur les erreurs résiduelles (residuals) locales et globales, de sensibilité aux conditions limites, de reproductibilité et de non régression, de vérification de la consistance physique des grandeurs calculées au niveau à la fois local et global, e.g. que les bilans macroscopiques d'énergie et de quantité de mouvement bouclent, que les conditions limites sont bien spécifiées et spécifiables, cohérentes et physiques, la rédaction de manuels et de documentation du code, etc… On peut cependant faire de la vérification de code sans faire de comparaison à des résultats expérimentaux.

On entend par **validation** l'exercice consistant à comparer l'écart entre les résultats des modèles physiques choisis et la réalité expérimentale observable. Au-delà de l'intérêt pour l'ingénieur à disposer d'un outil de calcul validé pour ensuite améliorer les technologies, la démarche de validation des modèles est fructueuse par elle-même, même si l'écart à la mesure est important, voire surtout si l'écart est important, pour distinguer les phénomènes physiques les plus significatifs des autres qui peuvent être considérés comme secondaires, c'est à dire pour comprendre l'essentiel.

L'exercice de validation n'est fiable, donc possible, qu'après les étapes de vérification des outils numériques d'une part et de vérification des dispositifs expérimentaux d'autre part. De manière similaire aux outils numériques, la vérification du protocole expérimental peut comprendre par exemple la calibration des instruments de mesure, l'estimation des erreurs et incertitudes expérimentales, l'observation de la répétitivité et de la reproductibilité des mesures (voir par exemple [143]), la rédaction de protocoles et d'instructions, la construction de bilans globaux et la vérification de la cohérence des mesures, …

La démarche de modélisation consiste à développer progressivement et parallèlement :

- de nouveaux modèles ou méthodes pour les outils de calcul
- de nouvelles expériences, mesures ou jeux de données dans les bases expérimentales

en passant à chaque fois par les phases de vérification, respectivement numérique et expérimentale, et de validation des résultats de l'ordinateur par comparaison à l'expérience, et réciproquement.

L'expérience professionnelle de l'auteur est qu'il est toujours fructueux de rechercher le dialogue ouvert, collaboratif et critique entre les équipes qui produisent des résultats expérimentaux et celles qui génèrent des simulations numériques. Il serait mieux encore que ce soit entre membres d'une même équipe qui hébergerait les deux profils, et dans l'idéal que le débat s'organise dans la tête d'une même personne qui ferait à la fois des calculs et des expériences.

Les citations mises en introduction à ce chapitre servent à conforter l'hypothèse de travail observée empiriquement, que les expériences permettent de trouver des erreurs dans les calculs, et réciproquement que les simulations permettent de trouver des erreurs dans les résultats expérimentaux. Les meilleurs expérimentateurs font des calculs, au moins de coin de table, et réciproquement les meilleurs numériciens montent des expériences, au moins de coin de table aussi. Chacun d'eux cherche bien sûr à collaborer avec les meilleurs de l'autre spécialité.

Il faut enfin dans la démarche chercher à discerner où se trouve le risque d'erreurs et l'inconnu pour le séparer des vérifications triviales. Si le problème tombe bien dans le domaine de validité du modèle physique choisi et prouvé par ailleurs, que les équations qu'on résout sont les bonnes, que les données d'entrée (propriétés et conditions limites) sont connues et bien implémentées, qu'on peut

garantir un minimum de contrôle qualité sur les erreurs éventuellement commises par l'opérateur qui saisit les données et analyse les résultats, c'est-à-dire que la vérification a été bien faite, alors on peut faire des expériences numériques dont la crédibilité est équivalente à celle d'une expérience physique, sans forcément refaire soi-même des expériences de validation expérimentale qui ont déjà été réalisées par d'autres, généralement à de nombreuses reprises, à plusieurs endroits, et il y a longtemps (pour peu que l'information soit disponible). Par exemple, il est inutile de revalider expérimentalement la loi de Fourier, mais peut-être est-il important pour notre application de vérifier sur un cas 1D analytique avec discontinuité que l'implémentation qui en est faite dans le code qu'on utilise traite correctement les gradients importants des propriétés physiques du milieu, i.e. que la conductivité thermique interpolée à la face dans une discrétisation à variables centrées est bien calculée en moyenne harmonique et non en moyenne arithmétique, cf. [145].

Lorsqu'un outil de calcul est vérifié et validé (V&V), on peut alors simuler d'autres configurations que les expérimentations utilisées pour la validation, et utiliser l'outil numérique pour concevoir ou optimiser la technologie. Cette possibilité de simulation numérique est permise tant que les procédures, les limites de validité et de précision développées durant la démarche de V&V sont respectées, en d'autres termes tant que l'on déploie une démarche d'assurance qualité. On peut profiter de la disponibilité de l'ordinateur pour lui confier toutes les vérifications répétitives, c'est-à-dire automatiser les tests logiciels (test driven development), par exemple de non-régression, et les tests de calibration et de vérification des installations d'essai. Il est alors possible de se concentrer sur les tâches consistant à chercher de nouvelles erreurs et incohérences dans les résultats expérimentaux ou numériques, il y en aura souvent.

Quelques références m'ont guidé dans la démarche de V&V et de qualité en modélisation :

- normes NASA [144] et guide NAFEMS [146]
- « Quelques conseils pour être sûr que vos travaux en CFD ne finiront pas par une réussite totale », Thierry Poinsot [142], aussi utilisé au laboratoire M2P2
- articles spécifiques dans le domaine du nucléaire civil et militaire, où l'expérimentation (d'armes ou d'accidents) est bannie et/ou impossible et où la crédibilité de la dissuasion ou des études de risque dépend, entre autres, de la crédibilité de la démarche V&V, par exemple [148] et [149].
- articles épistémologiques sur la place de la modélisation et de la simulation numérique en sciences, par exemple [147].

Bien que 80% du temps soit généralement passé, lorsqu'on on travaille sérieusement, à faire de la vérification, aussi parfois appelé déverminage, débogage, résolution de problèmes, test unitaires, études de convergence et de sensibilité, calibration, mise au point, études de répétabilité et de reproductibilité, etc…, on voit le plus souvent 80% du corps des publications porter sur les 20% des résultats de validation, voire seulement sur ceux de simulation, ce qui empêche alors le lecteur d'être rassuré sur la qualité et la complétude du travail amont de vérification et de validation. La section qui suit présente (pour corriger un peu la statistique) quelques résultats de vérification originaux, avant de proposer une évaluation de l'état de l'art de la démarche de modélisation CFD des arcs de coupage plasma, à laquelle nous avons consacré une grande partie de notre temps.

4.4. Quelques résultats de vérification

Collaborations

Equipes AKRYVIA : *Nicolas Godinaud, Marc Chantrel, Coralie Lu-Minh*
Universitaires : *LAPLACE Toulouse : Pierre Freton, Jean-Jacques Gonzalez ; M2P2 Marseille : Pierre Boivin.*

4.4.1. Fonctionnement des tuyères plasma à froid

Avant d'étudier le fonctionnement d'une tuyère plasma, il est rassurant de vérifier que son fonctionnement « à froid », c'est-à-dire sans arc électrique, est conforme à la théorie des orifices soniques. Dans le cas de tuyères à convergent progressif comme celles utilisées dans les torches de coupage plasma, le débit au col sonique est obtenu analytiquement à partir des équations d'Euler en supposant un écoulement unidimensionnel (purement axial) de gaz parfait (sans pertes visqueuses) adiabatique (sans échange de chaleur), cf. [71] [14]. Le débit massique théorique Qm_{th} est alors proportionnel à la pression génératrice totale, à la section critique, à l'inverse de la vitesse du son à la température génératrice, et à un facteur dépendant uniquement du coefficient adiabatique γ du gaz parfait considéré.

$$Q_{m_{th}} = p_t \; S_{col} \sqrt{\frac{\gamma}{r \; T_t}} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

avec
- p_t et T_t les pression et température totales à l'entrée de la tuyère,
- $S_{col} = \pi d_{col}^2/4$ la section du col,
- r la constante spécifique du gaz considéré,
- γ le coefficient adiabatique du gaz ($\gamma = 1.4$ pour un gaz parfait diatomique)

Équation 22 – Débit au col sonique, d'après [14].

Le rapport entre ce débit théorique pour un col sonique et le débit réel, ou calculé en tenant compte des pertes, est classiquement noté coefficient de débit Cd, strictement inférieur à 1.

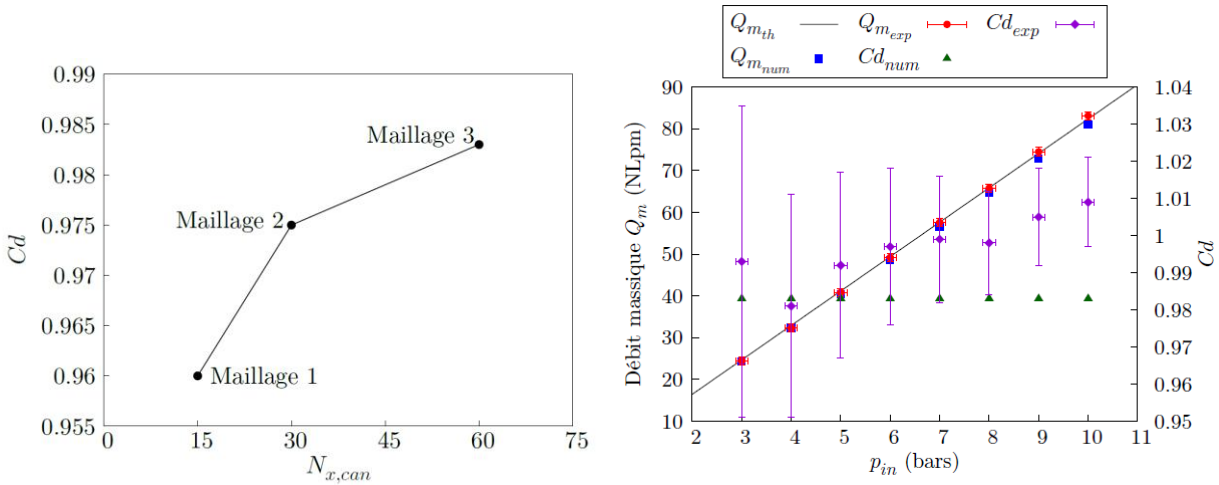


Figure 94 – A gauche, étude de convergence du coefficient de débit numérique en fonction du nombre de mailles dans la direction axiale. A droite, comparaison des débits expérimentaux et calculés par CFD pour une tuyère plasma en fonctionnement à froid à injection axiale (swirl nul). D'après [14].

Nous avons pu vérifier que cette relation était vérifiée expérimentalement et numériquement par les outils CFD développés, avec des coefficients de débits proches de 1 expérimentalement, à l'incertitude de mesure près, et tendant vers 1 numériquement lorsqu'on raffine le maillage axial. Cette vérification a été possible au prix d'un certain nombre de corrections d'erreurs et de précautions, par exemple du point de vue expérimental.

- L'utilisation (classique) de débitmètres massiques dont le principe de mesure est celui d'une mesure de l'intensité du refroidissement convectif sur un élément chauffant [160] permet une mesure de débit massique indépendamment de la pression moyenne à laquelle opère le capteur. Cependant, il est apparu que ces instruments pouvaient être sensibles aux oscillations de pression dans les tuyaux d'alimentation de la torche et induites par le

régulateur de pression en couplage, et parfois en résonnance acoustique, avec celles-ci. Sans précautions complémentaire, certaines mesures de débits sont ainsi non répétables.

- La connaissance de la pression totale génératrice n'est fiable que si les pertes de charge entre le point de mesure et le plenum d'alimentation de la tuyère peuvent être négligées ou corrigées. Cette démarche a été menée à travers différentes étapes :
    - Conception d'une torche plasma dont les éléments de perte de charge entre le point de mesure de pression et la chambre d'arc sont négligeables, en particulier à travers l'utilisation de sections de passage très supérieures à celles du col sonique, y compris dans le swirler.
    - Vérification expérimentale de la conception, en s'assurant que la mesure directe de la pression totale *in situ* dans la chambre d'arc (en débit à froid), est égale à la pression mesurée en entrée de torche (la seule mesurable à chaud), à l'incertitude instrumentale près.
- Pour pouvoir comparer les données mesurées expérimentalement à celles calculées analytiquement pour un col sonique théorique et par celles calculées par CFD :
    - L'influence de la connaissance de la température totale réelle dans la chambre d'arc sur le débit qui a été considérée comme négligeable après évaluation l'historique des transformations thermodynamiques du gaz plasmagène utilisé depuis la bouteille de stockage à 250 barg et à température ambiante jusqu'à la chambre d'arc, en passant par sa détente (refroidissement) dans le détendeur suivi du retour vers la température ambiante dans les circuits d'alimentation de la torche.
    - L'influence de l'incertitude sur la connaissance du diamètre de la tuyère, connu au centième de millimètre près pour un diamètre nominal représentatif de l'ordre du millimètre, c'est-à-dire à $\pm$ 1% près. Cette incertitude sur le diamètre correspond à une incertitude sur la section de passage réelle, et donc sur le débit théorique de l'ordre de $\pm$ 2% pour ce seul facteur.

Du point de vue du modèle CFD, nous avons montré [14], qu'avec le schéma HLLC utilisé, le débit à froid dépendait de la résolution spatiale du maillage axial (Figure 94), en particulier à proximité du col sonique. Avec un maillage trop peu résolu, la ligne sonique (Ma = 1) prenait des formes non physiques, et le débit était sous-estimé. Nous avons ensuite choisi un compromis entre résolution et temps de calcul permettant d'obtenir une ligne sonique lisse et un coefficient de débit dont la variation avec un raffinement de maillage supplémentaire était inférieure à 0.01, c'est-à-dire de l'ordre des incertitudes expérimentales.

Finalement, nous montrons pour les tuyères à injection axiale (swirl nul), pouvoir reproduire de façon robuste à la fois expérimentalement et par simulation CFD, le débit à froid dans un col sonique théorique au troisième chiffre significatif près sur le coefficient de débit, c'est-à-dire $Cd = 0.99 \pm 0.01$.

La caractérisation expérimentale et numérique de la courbe de débit en fonction de la pression génératrice montre une excellente linéarité, conformément à la théorie du col sonique. Pour un dispositif expérimental inchangé, la reproductibilité des mesures au sein d'une même campagne est meilleure que l'incertitude calculée. Ceci laisse à penser et les écarts systématiques présentés Figure 94 entre les trois méthodes d'évaluation du coefficient de débit : expérimental, par CFD et par la théorie analytique du col sonique, sur le coefficient de débit, ne traduisent pas une incertitude expérimentale aléatoire (bruit), mais une erreur systématique probablement liée à un paramètre non mesuré, par exemple l'incertitude sur la section réelle de la tuyère, le compromis finalement choisi sur la résolution du maillage, l'effet du swirl, la température ambiante,…

Le fait d'obtenir, à l'issue des phases de vérification expérimentale et numérique, des coefficients de débit expérimentaux et numériques très proches de 1, en pratique égaux à l'unité aux incertitudes de mesure près permet d'ancrer la démarche ultérieure d'étude de l'effet de la colonne d'arc sur le débit dans la tuyère à partir d'un point de départ solide. On peut en particulier conclure que malgré la petite taille de ces tuyères de diamètre millimétrique, parfois considérées comme des micro-tuyères,

les effets visqueux : frottement à la paroi, déformation de l'écoulement dans le convergent, turbulence éventuelle, sont faibles sur le débit (inférieurs à 1%) par rapport à la référence d'un écoulement compressible de gaz parfait isentropique en accélération purement axiale, i.e. théorie du col sonique.

Cet ancrage expérimental et analytique robuste permet d'utiliser avec confiance les courbes de débit en fonction de la pression pour étudier plus finement les effets, physiques cette fois-ci, de la présence de l'arc ou du swirl sur le coefficient de débit.

4.4.2. Vérification de la précision de capture des chocs

Un des objectifs de la thèse [14] de Nicolas Godinaud était de développer un modèle CFD pour les torches plasma avec une résolution couplée de la pression et de l'énergie, pleinement compressible, pour prévenir les difficultés et les erreurs de capture des ondes de chocs attendues avec l'utilisation des méthodes itératives découplées, ne traitant pas le problème de Riemann. On a évalué les résultats de cette approche en étudiant les résultats obtenus dans le jet en sortie de la tuyère. On présente par exemple Figure 95 à gauche le champ de nombre de Mach pour une tuyère plasma en fonctionnement à froid alimentée sous 5 bara, avec les structures de choc en tonneau caractéristiques d'un jet légèrement sous-détendu. Ces structures seront étudiées en détail pour les jets plasma à chaud en section 6. A froid, ces jets présentent des ondes de détentes et de compression permettant à la pression moyenne dans le jet de se réadapter à la pression ambiante. Leur structure dépend du rapport entre la pression génératrice et la pression ambiante, avec une intensification des chocs lorsque ce rapport augmente, comme décrit par exemple dans la thèse de Guillaume Lehnasch (2005, [161]).

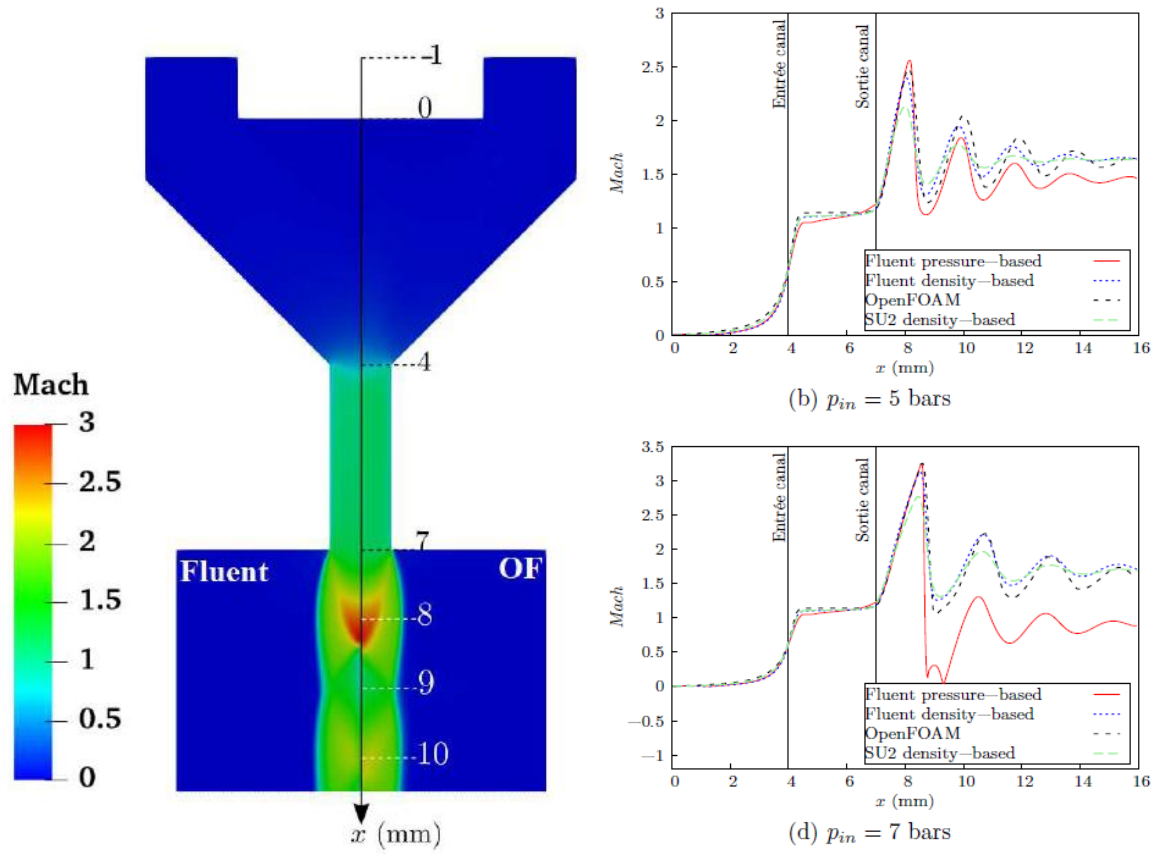


Figure 95 – D'après [14] . A gauche, champ de nombre de Mach à froid comparé entre un solver itératif pressure-based (noté FLUENT) et un solver compressible HLLC (noté OF). A droite : comparaison du nombre de Mach sur l'axe du jet entre 3 solvers compressibles (OpenFOAM HLLC, Fluent density-based, SU2 density-based, et un solver itératif noté FLUENT Pressure-based ; pour deux pressions génératrices différentes (5 bar et 7 bar).

A droite Figure 95, on montre ainsi un comportement non physique de la méthode itérative par rapport au solver compressible développé dans la thèse de Nicolas Godinaud, et par rapport à deux autres codes compressibles de référence donnant des résultats semblables. A partir d'une certaine pression génératrice, ici 7 bara, le nombre de Mach calculé juste après l'onde de choc droite située à l'extrémité de la première structure de détente en tonneau descend à des valeurs nulles non physiques. L'écart entre les méthodes compressibles et itératives n'est en revanche pas très significatif dans les zones faiblement compressibles, à bas Mach ou pour des intensités de chocs plus faibles, comme le montre les courbes du nombre de Mach de la Figure 95 (en bas à droite) sur l'axe du jet comparées, cette fois-ci pour une pression de 5 bara.

4.5. Caractérisation expérimentale et validation des modèles CFD

Collaborations

Equipes AKRYVIA : *Nicolas Godinaud, Marc Chantrel, Coralie Lu-Minh (Ingénieurs R&D), Mattéo Claudel, Andrianos Karampilis, Daniel Ortiz-Carbonell, Glen Oumellal, (Apprentis et stagiaires Master/Ingénieur)*
Universitaires : *LAPLACE Toulouse : Pierre Freton, Jean-Jacques Gonzalez; M2P2 Marseille : Pierre Boivin.*

4.5.1. Introduction à la structure de l'écoulement

On présente Figure 96 le champ de température dans une torche de coupage plasma en fonctionnement sous 5 bara et 50 A, calculé avec le modèle développé par N. Godinaud. On se réfèrera à sa thèse [14] pour la description détaillée des schémas numériques et des conditions aux limites, dont on résume ci-dessous les éléments principaux :

- La pression totale génératrice est imposée dans la section d'entrée annulaire entre l'électrode et la paroi intérieure de la tuyère. On peut aussi y imposer un profil de vitesse azimutale, ou l'angle de celle-ci avec la vitesse axiale pour imposer une condition d'entrée en vortex. Les calculs justifiant que l'écoulement est à cet endroit bien à symétrie de rotation autour de l'axe de la torche, alors que le diffuseur vortex situé en amont a des canaux d'injection discontinus, sont présentés dans [14]. On s'y réfèrera aussi pour les démarches d'établissement de l'écoulement calculé à partir d'un état initial estimé, le sujet de notre propos portant ici sur la structure de l'écoulement en régime stationnaire établi.
- L'effet de différentes conditions aux limites pour les parois de l'électrode et de la tuyère a été exploré : paroi glissante ou vitesse nulle imposée pour l'écoulement, et parois à coefficient d'échange ou à température imposée pour la thermique ; ils seront présentés en détail ultérieurement.
- Pour l'électrostatique, on impose classiquement un profil de flux de courant sur l'électrode, dont l'intégrale sur la surface de l'insert émissif permet d'imposer le courant total. Pour les calculs dans la torche et le jet libre, on utilise souvent une anode virtuelle poreuse située en aval de la torche où le potentiel électrique est spécifié. On peut ainsi extraire du calcul une tension d'arc correspondant au potentiel (calculé) de l'électrode.

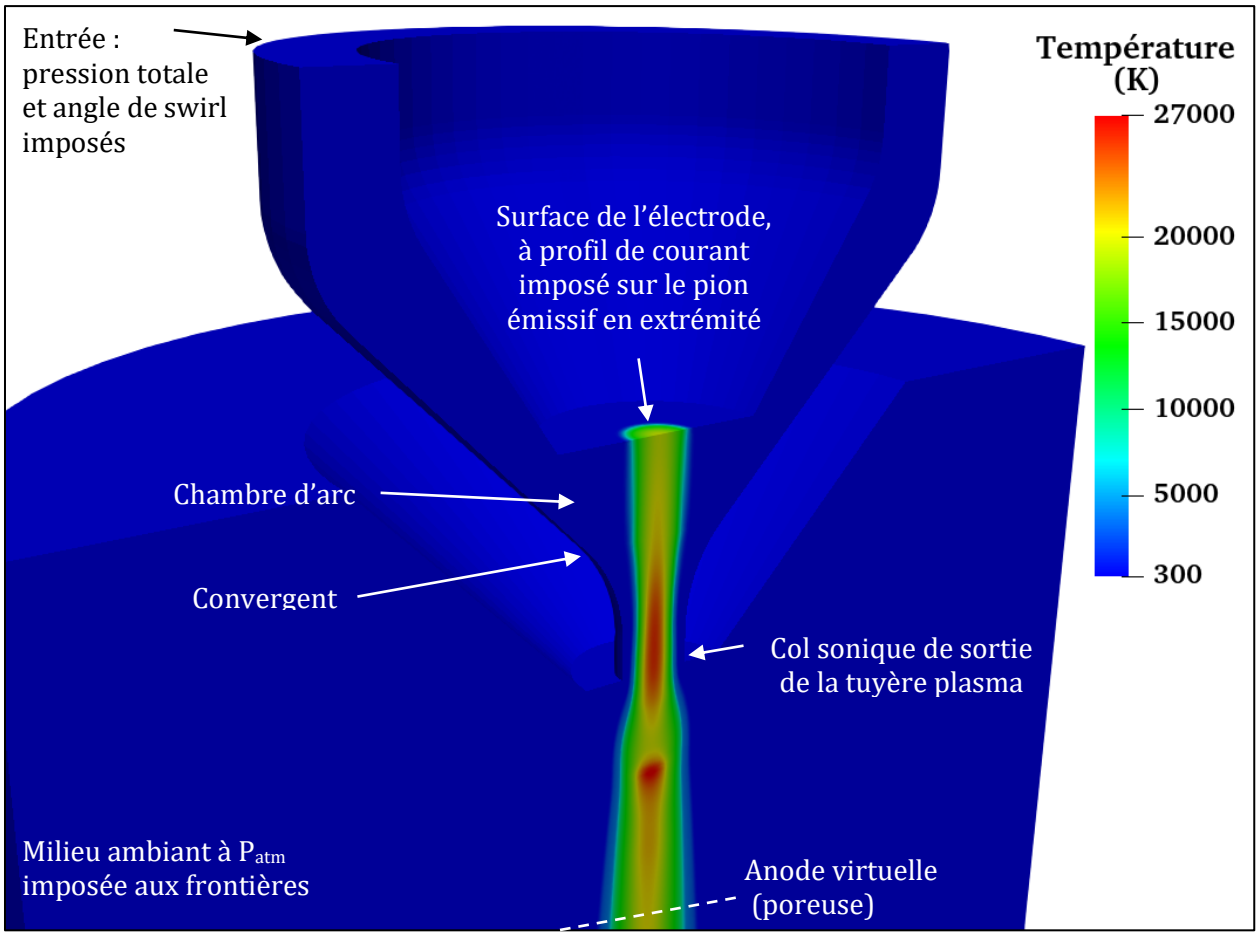


Figure 96 – Domaine de calcul d'un torche mono-tuyère et champ de température typique calculé avec le modèle Godinaud [14], avec les conditions aux limites principales. Le champ de température est tracé dans un plan de coupe passant par l'axe longitudinal de symétrie de la torche.

Le champ de température présenté Figure 96 permet de distinguer la forme de la colonne d'arc (chaude) par rapport au gaz froid environnant et à la couche froide dans la tuyère en bleu. Le pic de température sur l'axe est atteint au col sonique, avec un second pic de température en aval lors de la recompression à travers le choc droit en extrémité de la première structure de détente en tonneau.

Sur la Figure 97, le champ de vitesse montre l'accélération jusqu'au col sonique, et le pic de vitesse dans la première structure de détente en tonneau du jet libre, à 11000 m/s (soit 39600 km/h, une vitesse à laquelle on ferait le tour de la terre en une heure, plus rapidement que la station spatiale internationale). On devine aussi le gradient radial de la vitesse au col entre la vitesse sur l'axe du jet plasma, de l'ordre de plusieurs milliers de m/s et celle dans la couche froide de l'ordre de 300 m/s, correspondant aux vitesses du son dans les deux zones respectives de l'écoulement.

Le champ de masse volumique permet d'apprécier les variations de la densité dans le milieu fluide, avec un rapport de l'ordre de 6000 entre la masse volumique à froid dans le plenum de pression (~6 kg/m^3) et celle dans la sur-détente sur l'axe du jet plasma juste avant la première onde de choc (~0.001 kg/m^3).

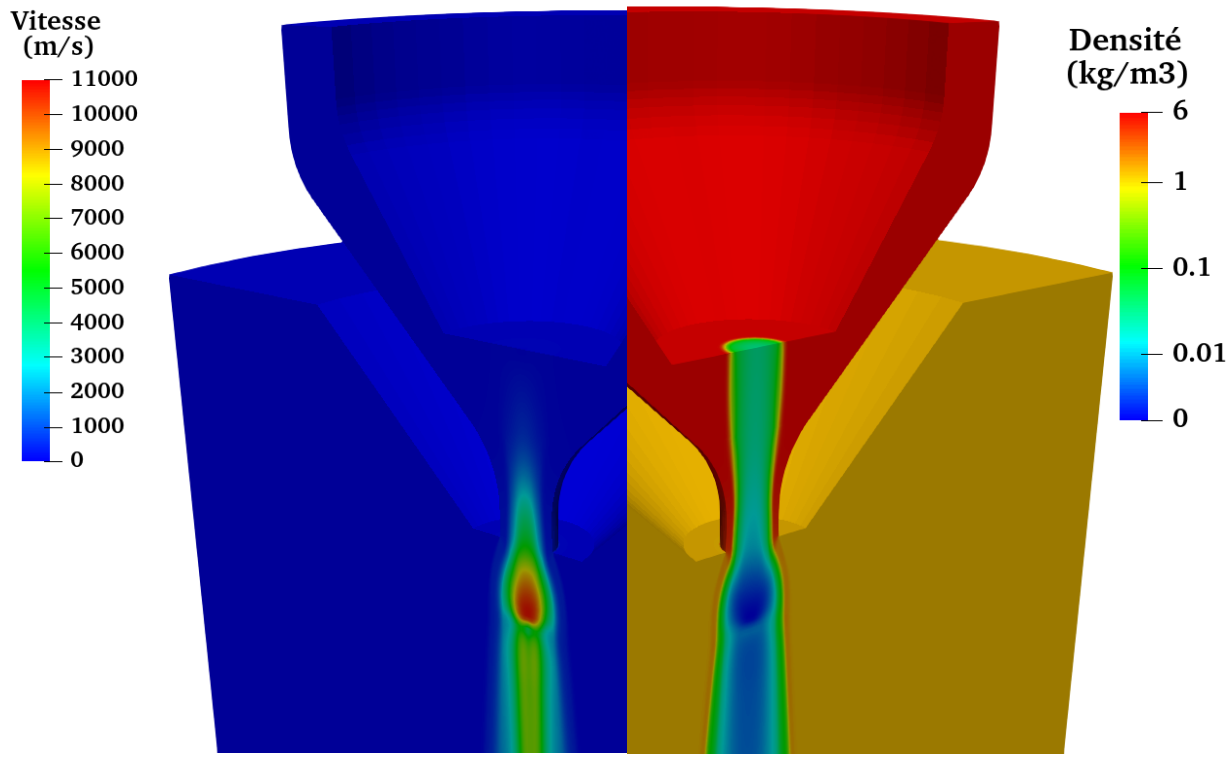


Figure 97 - Champ de vitesse et de masse volumique typiques calculé avec le modèle Godinaud [14] sur torche de coupage plasma sous oxygène.

4.5.2. Validation des profils de température et pression

Les principaux travaux de validation des champs de température et de pression dans les jets plasma ont été réalisés en collaboration avec le laboratoire LAPLACE lors des thèses de Pierre Freton [12] et de Laurence Girard [13]. Ces deux thèses ont permis de de développer et d'améliorer des méthodes de caractérisation par spectroscopie d'émission, et d'utiliser les résultats de spectroscopie pour valider les modèles CFD développés au sein du même laboratoire.

Un très bon accord est obtenu sur les champs de température et de pression dans le jet libre, aux incertitudes expérimentales près. Il est à noter que ces travaux de validation ont été réalisés pour des pressions génératrices de l'ordre de 5 à 6 bara, à des nombres Mach relativement peu élevés (Ma < 2.5). La caractérisation expérimentale et numérique de la structure aérodynamique du jet sous-détendu sera complétée et détaillée dans le chapitre 6.

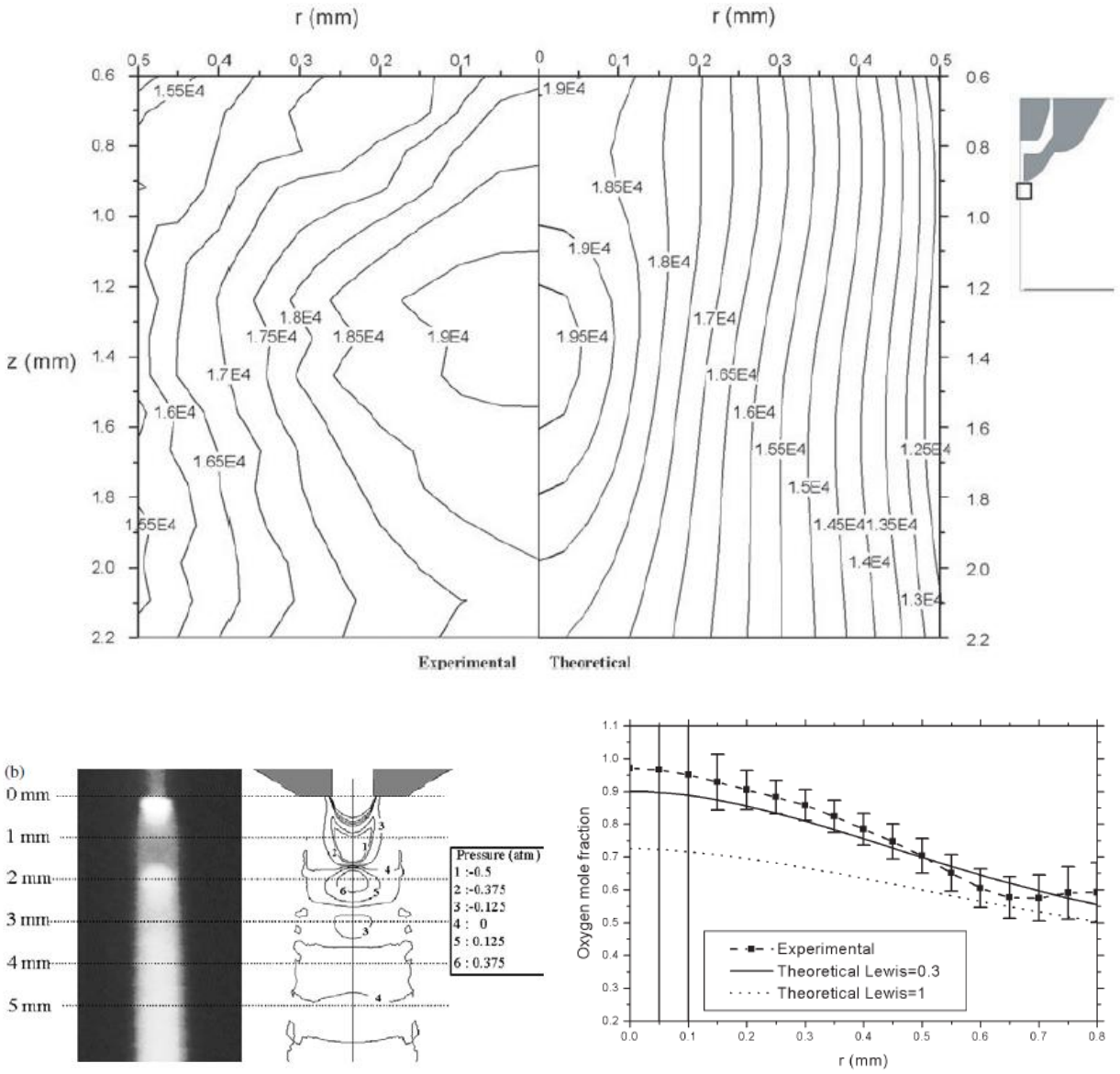


Figure 98 – Validation des modèles CFD sur les mesures spectroscopiques pour une torche de coupage plasma oxygène sous 5 barg. En haut, champ de température en sortie de torche. En bas à gauche, comparaison du champ de pression calculé aux images CCD. En bas à droite, comparaison du profil de teneur en oxygène dans le jet libre aux simulations CFD pour deux paramètres du modèle de diffusion turbulente, caractérisés par deux nombres de Lewis turbulents. D'après [9] ou [12].

Ces études ([9] ou [12]) ont aussi permis de caractériser le mélange turbulent dans le jet libre, qui est significatif, en calibrant les paramètres de diffusion turbulente des modèles : nombre de Lewis turbulent ou rapport de la diffusion de la chaleur sur celle des espèces, aussi égal au rapport du nombre de Schmidt sur le nombre de Prandtl, cf. [165] .

4.5.3. Validation des modèles CFD par le débit

4.5.3.1. Introduction

L'approche proposée consiste à étudier la validité des modèles CFD en faisant varier deux paramètres d'entrée : l'intensité I et la pression génératrice P. Ces deux paramètres sont en effet imposés dans le dispositif expérimental physique, en l'occurrence régulés électroniquement ; alors que le débit massique Q_m et la tension d'arc U_{arc} sont des grandeurs qui caractérisent la réponse de l'arc constricté dans la tuyère. Par rapport aux études spectroscopiques locales, ces grandeurs macroscopiques ont l'inconvénient d'être globales, mais ont l'avantage d'être très faciles d'accès et d'interprétation, et

permettent donc de comparer les modèles à l'expérience dans un plan paramétrique I, P, D à la fois plus grand, et plus densément échantillonné par les données expérimentales et numériques que les expériences spectroscopiques dont la mise en œuvre est encore aujourd'hui plus lourde.

4.5.3.2. Résultats - comparaison CFD aux débits expérimentaux

On note d'abord Figure 99 que la mesure de débit, comme celui calculé, est une grandeur très sensible aux paramètres de constriction I et P. Par exemple à gauche, le débit expérimental passe de 48 à 12.5 NL/min lorsque l'intensité de l'arc passe de 0 (i.e. à froid) à 110 A avec une évolution non linéaire. A droite, le débit mesuré croit linéairement avec la pression à intensité fixée passant de 7 à 35 NL/min entre 3 et 10 bara.

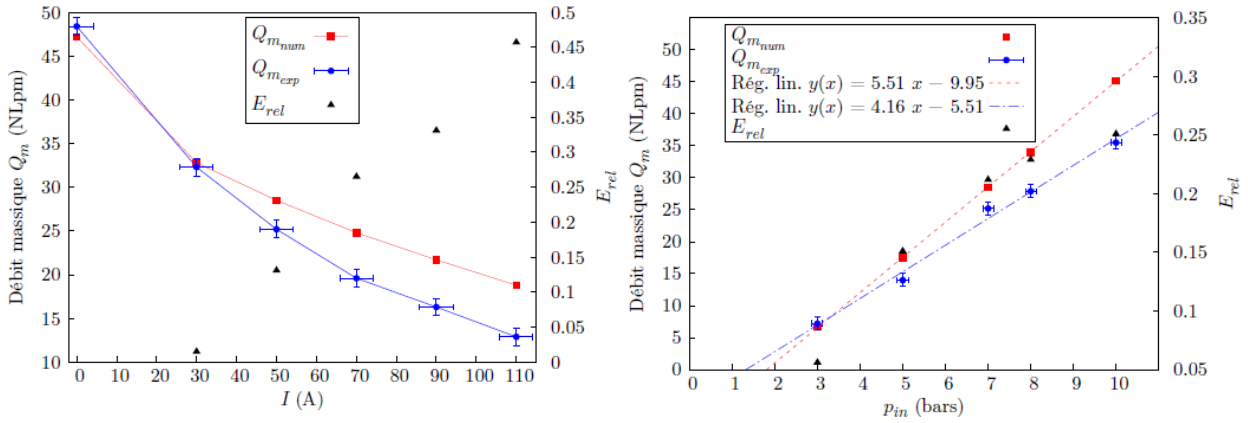


Figure 99 – Comparaison des débits expérimentaux et calculés par CFD, et écart relatif, pour une tuyère plasma de diamètre D = 1 mm opérée sous oxygène. A gauche en fonction de l'intensité à pression génératrice constante de 7 bara, à droite en fonction de la pression génératrice à intensité constante de 50 A. D'après [14].

On observe une bonne correspondance entre les débits expérimentaux à faible intensité et faible pression. On observe en revanche que le modèle CFD surestime les débits par rapport aux mesures à forte intensité (40% d'écart relatif à 110 A et 7 bara) et à forte pression (26% d'écart relatif à 10 bara et 50 A). Dit autrement, et comme la majeure partie du débit massique passe dans la couche froide, le modèle semble prévoir toujours une couche froide plus épaisse que dans la réalité, ou encore un arc plus constricté.

Cette observation amène une première remarque : les sources de l'écart entre le modèle CFD et les mesures de débit sont à rechercher en priorité dans les modèles de diffusion radiale de la chaleur, dont les effets ne semblent pas assez forts pour déterminer le diamètre expérimental de l'arc.

Une seconde remarque concernant l'analyse des écarts entre CFD et mesures expérimentales de débit est que les écarts relatifs sont les plus importants pour les paramètres pour lesquels la constriction est la plus intense :

- aux intensités les plus élevées
- aux pressions les plus élevés

On note aussi que les tendances générales des deux courbes, y compris la (non)linéarité sont correctes sur une grande plage de variation des paramètres de l'arc.

4.5.4. Validation des modèles CFD par la tension d'arc

Pour des pressions d'injection de 4, 6 et 12 barg et des intensités comprises entre 20 à 110 A, les tensions d'arc ont été mesurées et des valeurs de champs électriques moyens ont pu être déterminées. Le champ électrique moyen dans la colonne d'arc est calculé (cf. 4.1) par :

$$< E_{moy} > = \frac{U_{colonne}}{L_{arc}} = \frac{U_{arc} - U_a - U_c}{L_{arc}}$$

Équation 23 – Calcul du champ électrique moyen

Les tensions d'arc U_{arc} mesurées expérimentalement sur la configuration expérimentale présentée au chapitre 2.6 Figure 34 aux différentes valeurs de pression et d'intensité sont représentées sur la Figure 100.

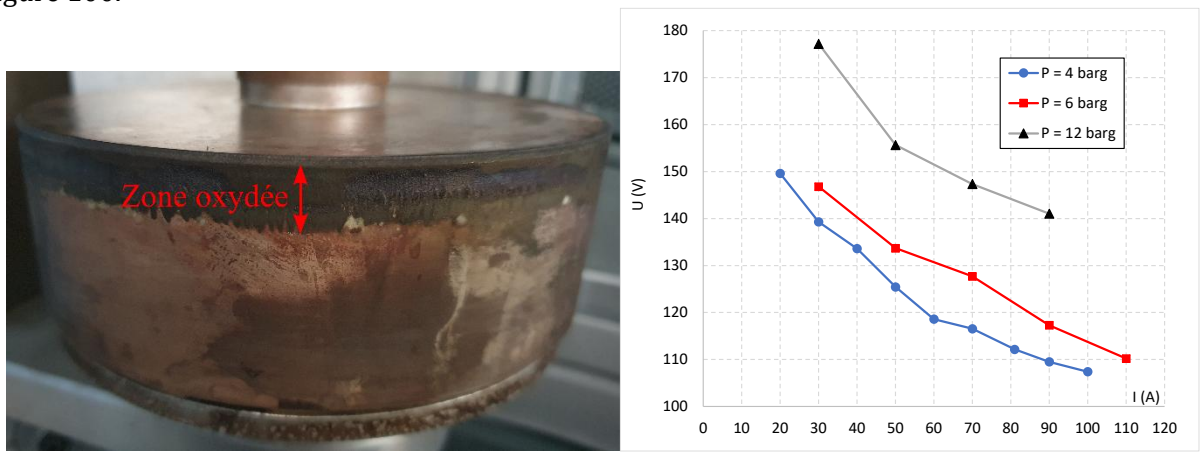


Figure 100 : A gauche : Photo de la zone d'accrochage du pied d'arc. A droite : évolution de la tension d'arc mesurée en fonction de l'intensité pour différentes pressions

La tension d'arc est fortement dépendante de la position du point d'accrochage de l'arc sur le disque, qui n'est pas forcément la même suivant l'intensité et la pression. Pour améliorer la précision de la connaissance expérimentale de la longueur d'arc, la position du pied anodique a été déterminée en capturant différentes images à partir des vidéos de l'arc en interaction avec l'anode. Un exemple d'analyse de ces images est présenté sur la Figure 101. La position du pied d'arc n'étant pas fixe au cours d'un même essai, il a été nécessaire de comparer plusieurs images extraites de la vidéo correspondant à l'essai. Parmi les différentes images, on essaye ensuite de déterminer la position la plus haute du pied d'arc (« min » sur la figure) ainsi que sa position la plus basse (« max »). La distance entre la sortie de TAM (STAM) et le haut du disque (TD) étant connue et fixe, il est ensuite plus simple de pouvoir déterminer une longueur d'arc correspondant aux positions min et max.

La Figure 101 présente les longueurs d'arc en fonction du courant, déterminées en analysant les différentes vidéos des essais. Il s'agit des résultats dans le cas de la pression d'injection fixée à 6 barg. La longueur d'arc L_{moy} correspond au cas où on choisit une position d'accroche localisée à mi-hauteur entre les positions min et max.

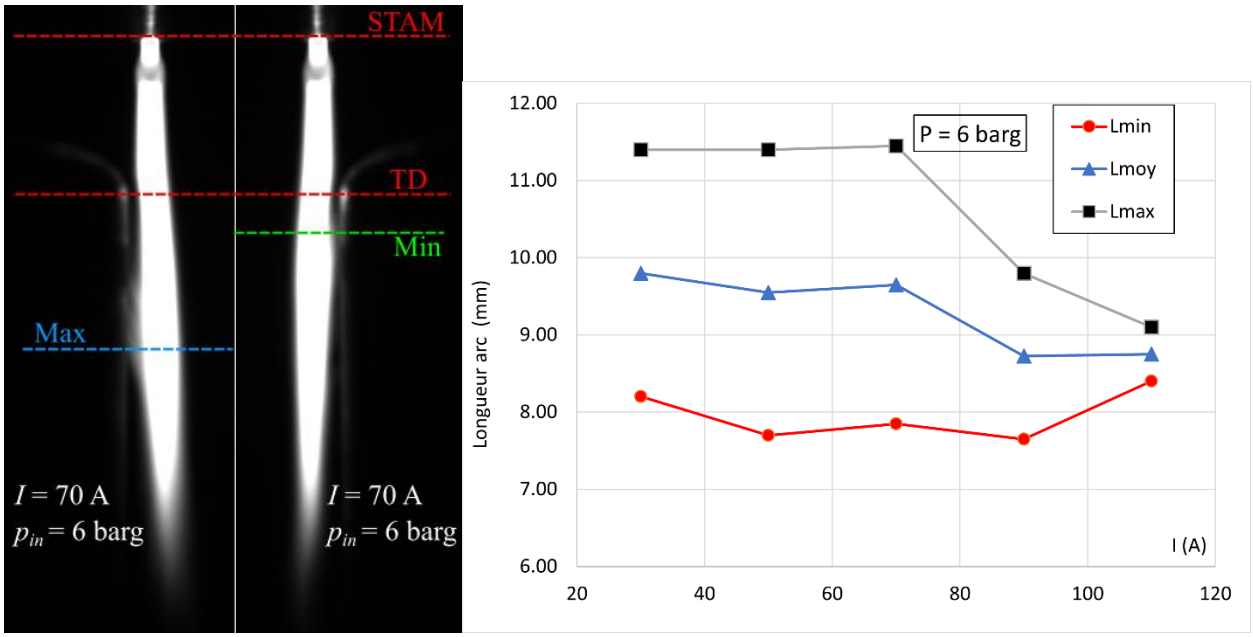


Figure 101 – A gauche : Détermination de la position d'accroche de l'arc à partir des vidéos – Exemple à 70 A et 6 barg. STAM = sortie tuyère plasma, TD = surface de l'anode tournante. A droite : Longueurs d'arc en fonction de l'intensité.

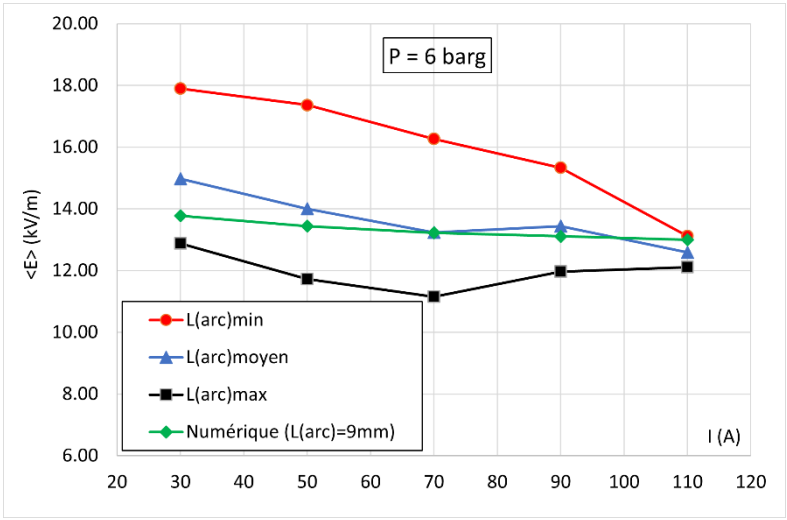


Figure 102 – Comparaison du champ électrique moyen expérimental et calculé par CFD en fonction du courant. $p_{in} = 6$ *barg*

On a ensuite représenté sur la Figure 102 les champs électriques obtenus calculés à partir des estimations de la longueur d'arc. Pour comparer au champ électrique calculé par CFD, une chute de tension aux électrodes $U_a + U_c$ (anode + cathode) de 15 V a été arbitrairement soustraite de la tension d'arc mesurée (voir par exemple Vacquié [63] pour les ordres de grandeur de U_a et U_c). On note que cette chute de tension est de l'ordre de 10% des tensions mesurées, et que l'incertitude sur sa valeur réelle, peut-être de l'ordre de $\pm$ 5 V, a donc peu d'influence relative sur la validité de la comparaison entre CFD et mesures de champ moyen.

Nous avons laissé Figure 102 les champs moyens expérimentaux obtenus pour les valeurs extrêmes notées min et max, de l'enveloppe de variation de la longueur d'arc. Les observations vidéo, ainsi que les traces du pied d'arc anodique, laissent entendre que la fonction de distribution de la probabilité de longueur d'arc au sein de son enveloppe n'est pas grandement dissymétrique, et donc que la valeur moyenne du champ moyen calculé à partir de la longueur d'arc moyenne (calculée comme le milieu des extrema) est correcte, au sens où ce traitement des données expérimentales n'introduit pas de biais sur la longueur d'arc en vue de la comparaison aux résultats CFD.

On observe un bon accord entre les mesures de champ électrique moyen mesuré et les résultats CFD, y compris la tendance baissière avec l'intensité, qui est reproduite par les deux moyens d'étude.

Au-delà du bon accord entre expérience et modèle, l'évolution du champ électrique moyen avec l'intensité est assez faible. L'influence de la pression, discutée ultérieurement, est plus importante, mais il faut garder à l'esprit que le champ électrique moyen est un indicateur macroscopique moins sensible que le débit pour l'étude de la constriction dans la tuyère. En effet, le champ électrique moyen intègre le champ électrique sur toute la longueur de la colonne d'arc, y compris dans la chambre d'arc et le jet libre, qui représentent de grandes longueurs d'arc par rapport à la longueur du col où se détermine la constriction, et donc le débit.

4.5.5. Conclusions sur la validité des modèles CFD

Les modèles et les outils CFD ont pu être vérifiés et validés à la fois sur des mesures spectroscopiques : températures, pressions et densités électroniques locales et sur des mesures macroscopiques (débit et pression), qui permettent de s'appuyer sur eux pour étudier la constriction avec les observations suivantes :

- Les tendances physiques sont reproduites sur une plage intéressante de pressions (3 à 12 bara) et d'intensités (20 à 120 A)
- Les estimations de débit et de pression sont correctes quantitativement :
    - le raccord asymptotique est très bon du côté du fonctionnement à froid.
    - les débits obtenus par CFD sont surestimés de 26% à 40% par rapport aux mesures, aux points de fonctionnement induisant la constriction la plus intense, aux pressions et aux intensités les plus élevées.

L'outil CFD peut ainsi être largement utilisé à des fins descriptives dans le chapitre 5 qui suit, et qui est consacré à l'étude physique de la constriction. L'analyse des écarts entre mesures et simulations CFD, en particulier sur le débit, va aussi y être approfondie dans une démarche d'étude de sensibilité des résultats de modélisation aux paramètres du modèle, là aussi dans l'objectif de mettre en évidence les effets physiques qui déterminent la constriction.

5. Etude de la constriction dans la tuyère

Collaborations

AKRYVIA : *Emmanuel Bon, Marc Chantrel, Nicolas Godinaud, Philippe Hérault, André Migliati-Lévy, Daniel Ortiz-Carbonell, Mattéo Claudel*

Universitaires : *LAPLACE Toulouse : Pierre Freton, Jean-Jacques Gonzalez ; M2P2 Marseille: Pierre Boivin*

5.1. Introduction

5.1.1. Détourage géométrique du problème

On s'intéresse dans ce chapitre à l'écoulement dans la chambre d'arc et à la constriction entre l'électrode et le col de sortie de la tuyère plasma. En effet, le col sonique joue le rôle de frontière infranchissable dans l'écoulement pour la propagation d'une information aérodynamique (e.g. une perturbation de pression) de l'aval vers l'amont. Tant que la tuyère est amorcée, rien de ce qui se passe en aval du col sonique ne peut avoir d'influence sur l'amont.

En toute rigueur, cette affirmation issue de la théorie des écoulements compressibles froids mérite d'être étendue aux écoulements de plasmas d'arc électrique en vérifiant l'influence d'autres effets potentiels.

1) Y-a-t 'il un transfert de chaleur par rayonnement à travers le col ? Si oui, peut-il être rétrograde à l'écoulement avec une chauffe depuis l'aval vers l'amont ? (Non)

- Premièrement, à l'échelle du bilan radiatif macroscopique, le flux à travers le col est probablement faible : la majeure partie de la puissance radiative rayonnée par le plasma interagit dans la torche avec les surfaces de la chambre d'arc, et est perdue par le jet libre en sortie de la torche vers le milieu ambiant qu'on peut considérer comme une cavité radiative infinie à température ambiante. On peut donc considérer que le col est un orifice quasi-ponctuel connectant la chambre d'arc « chaude », et l'extérieur de la torche « froid ». Par conséquent, la puissance radiative qui passe à travers le col est faible par rapport au bilan radiatif global de la colonne d'arc. De plus, comme le plasma au col est beaucoup plus chaud que le milieu ambiant, la puissance radiative qui en sort est positive : la chambre d'arc perd de la chaleur par rayonnement à travers le col.
- En complément, les gradients axiaux de température sont un ordre de grandeur inférieurs aux gradients radiaux. Si on calculait le flux radiatif suivant les directions axiales et radiales, le bilan net du flux radiatif dans la direction axiale serait très probablement au moins d'un ordre de grandeur inférieur aux flux radiatif radial. En d'autres termes, un volume élémentaire de plasma émet, absorbe et transmet un flux radiatif de magnitude probablement assez proche de ses voisines dans la direction de l'axe. Sur un profil radial en revanche, la puissance radiative nette baisse très rapidement depuis le cœur de l'arc vers la couche froide.
- Enfin, on a montré section 4.5.1 qu'une variation importante du coefficient d'émission nette avait peu d'influence sur la structure de l'écoulement calculé par simulation CFD.

2) Le déplacement moyen des porteurs de charge est éventuellement différent de celui de l'écoulement moyen des particules neutres. Certains porteurs de charge peuvent-ils remonter de l'aval vers l'amont à travers le col sonique ? (Non)

- Le déplacement moyen des électrons (de charge négative) se fait dans la direction opposée au vecteur champ électrique, et ils vont donc dans le même sens que l'écoulement. Le flux enthalpique électronique est donc aussi de toute façon de l'amont vers l'aval, de la cathode vers l'anode.
- Les ions porteurs de charge positive pourraient en théorie remonter l'écoulement entre deux collisions, mais leur vitesse moyenne de dérive dans le référentiel de l'écoulement est

négligeable (~1 m/s, cf . 4.1.2) par rapport à celle des électrons (~100 m/s, qui vont dans le sens de l'écoulement), et *a fortiori* par rapport à la vitesse de l'écoulement au col dans le plasma, qui est de plusieurs milliers de m/s. Ainsi, la vitesse de dérive des ions et des électrons est négligeable devant celle de l'écoulement et aucune information macroscopique ne peut remonter en amont du col sonique depuis l'aval via les porteurs de charge.

Par étude de la constriction, on entend comprendre quels sont les paramètres imposés à l'arc : intensité, pression et géométrie de la tuyère qui déterminent le faisceau d'indicateurs de la constriction au col de sortie de la tuyère, et en particulier :

- le rayon d'arc, que nous redéfinirons dans la section suivante,
- les grandeurs sur l'axe comme la température, la densité de courant ou le flux enthalpique,
- les grandeurs moyennées sur la section d'arc, définissant la densité de courant, la pression dynamique, et surtout la densité de puissance thermique moyenne de la colonne d'arc en sortie de tuyère, que nous définirons précisément.

Cette densité de puissance thermique moyenne constitue l'indicateur le plus pertinent pour la découpe plasma, caractérisant le flux enthalpique de gaz chauds (à maximiser) divisé par la section d'arc (à minimiser) à travers laquelle ces gaz chauds sont éjectés de la tuyère. En effet, on a vu au chapitre 3 que la minimisation de la largeur de saignée était le premier facteur d'amélioration de l'efficacité énergétique de la découpe au niveau de la tôle, et on peut légitimement supposer qu'un faible diamètre d'arc génère des saignées fines. Nous le montrerons expérimentalement au chapitre 6 en lien avec l'étude du jet plasma libre en aval du col.

La densité de courant moyenne est un indicateur complémentaire intéressant si on se souvient qu'une part significative de l'énergie transférée à la tôle se fait par le flux enthalpique des électrons vers celle-ci.

5.1.2. Première définition du rayon d'arc

Plusieurs définitions du rayon d'arc peuvent être proposées.

La définition du rayon d'arc par un niveau de température (isotherme), e.g. 8000 K ou 10000 K, a l'inconvénient de ne pas décrire de manière franche une séparation de comportement entre l'arc et le milieu environnant car la température associée dépend de la nature du gaz et de la pression (qui décale l'équilibre de composition du plasma).

On peut utiliser un seuil de conductivité électrique (ou seuil de conduction), par exemple 0.1 ou 1 S/m, soit 1/1000ème ou 1/10000ème de la conductivité électrique au cœur de l'arc de l'ordre de 10^4 S/m. Cette définition permet par construction de s'affranchir de la nature du gaz, et de prendre en compte la dépendance à la pression de l'ordre de 20% à 25% cf. section 4.1.6. Nous définirons ainsi en section 5.6.2, Figure 138, un rayon de conduction, noté R_{cond} , basé sur un seuil de densité de courant, et qui est très proche d'un seuil de conductivité électrique.

Ce rayon de conduction électrique est cependant insuffisant du point de vue de l'écoulement et de la thermique, en particulier pour les gaz plasmagènes moléculaires. Nous montrerons en effet que la quantité de mouvement ρU présente une stratification nette entre une colonne centrale et une couche froide annulaire, ce qui va nous permettre de définir en section 5.3.3.4 un rayon d'arc R_{arc} au sens de la quantité de mouvement, séparant les gaz chauds de la couche froide.

5.1.3. Hypothèses phénoménologiques, méthodologie et plan du chapitre

Les effets physiques dont on peut *a priori* penser qu'ils influencent la constriction, c'est-à-dire le diamètre d'arc et sa densité de puissance thermique sont les suivants :

- les effets thermodynamiques et thermiques : rôle de la pression (et son effet sur la densité) et de la nature des gaz plasmagènes, de leur enthalpie et de leur conductivité thermique, rôle du refroidissement pariétal et des transferts radiatifs
- les effets électriques et magnétiques : rôle du couplage entre conductivité électrique et chauffe par effet Joule, effet du pincement (pinch) magnétique par les forces de Lorentz dans le champ magnétique externe ou auto-induit.
- Les effets aérodynamiques : constriction par le vortex, effet du refroidissement convectif, effet de striction des lignes de courant dans le convergent.

Nous avons pris le parti de séquencer l'analyse phénoménologique de la constriction dans les tuyères de coupage plasma en sous-chapitres traitant successivement d'un, ou de quelques-uns, des effets physiques. Ceux-ci sont abordés en commençant par les effets dont nous montrons que l'influence pour notre cas d'application est faible, voire adverse : pincement et refroidissement pariétal en section 5.2, vortex au 5.3 où nous définirons précisément le rayon d'arc R_{arc}.

Dans les sections 5.4 et 5.5, nous mènerons une étude de sensibilité sur l'effet des pertes radiatives et de la conduction thermique en tentant d'expliquer les écarts entre le modèle CFD et les résultats expérimentaux, pour en tirer des conclusions sur leurs effets constrictifs respectifs. Ceci nous amènera à proposer une analyse préliminaire sur la turbulence en section 5.5.2.

Finalement, nous présenterons en section 5.6 une analyse basée sur un plan d'expérience numérique CFD mettant en évidence les trois effets prépondérants agissant, selon notre thèse, de manière combinée avec un poids relatif comparable. Nous en tirerons une interprétation physique de la constriction que nous illustrerons par un modèle analytique original de la colonne d'arc dans la tuyère plasma sonique.

Pour une mise en perspective plus lisible, les sources bibliographiques concernant l'état de l'art antérieur seront convoquées au fur et à mesure de l'étude séquentielle des effets physiques.

5.2. Effets négligeables

5.2.1. Confinement magnétique

Une force de Lorentz $\overrightarrow{F_L}$ s'exerce dans le plasma en présence d'un champ magnétique $\vec{B}$ et du passage d'une densité de courant $\vec{j}$.

$$\overrightarrow{F_L} = \vec{j} \otimes \vec{B}$$

Équation 24 – Force de Lorentz

Même en l'absence de champ magnétique externe, le champ magnétique auto-induit par le passage du courant dans la colonne d'arc génère des forces de Lorentz. Ce champ magnétique auto-induit circule autour de la colonne d'arc : ses lignes de flux, ou isovaleurs de champ, sont des cercles dans et autour de la colonne d'arc, ce qui génère une force de Lorentz centripète avec une vecteur densité de courant généralement dans l'axe de la colonne d'arc.

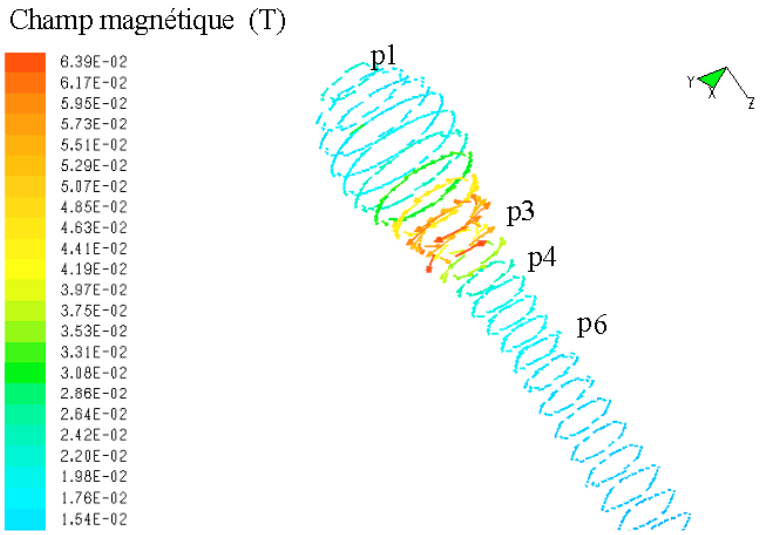


Figure 103 – Champ magnétique dans une torche plasma d'oxygène à 60 A tracé sur l'isotherme 10000 K, d'après la thèse de P. Freton [12].

On reprend d'un article de Abdo, Rohani et Fulchéri [198] le schéma explicatif de cet effet constrictif au pied d'arc cathodique.

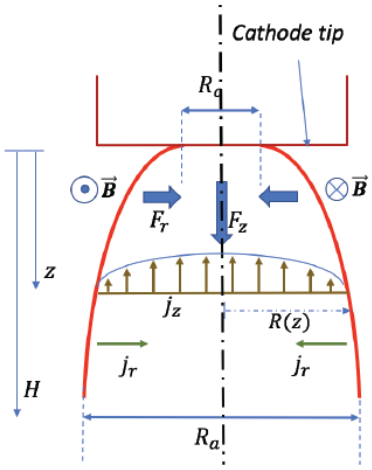


Figure 104 -Schéma explicatif de l'effet de pincement magnétique au pied d'arc cathodique, ou effet Maecker, d'après [198]

Cet effet de constriction est appelé pincement magnétique, ou pinch, parfois aussi nommé effet Maecker [75] d'après son découvreur en 1955. L'accroissement de l'introduction de gaz vers le centre de la colonne d'arc, en particulier aux électrodes, est aussi parfois appelé pompage magnétique. Il est d'autant plus important que l'intensité et la densité de courant sont élevées, et que les autres forces qui s'exercent sur l'arc sont faibles, ce qui explique qu'il soit souvent observé et/ou étudié au pied d'arc cathodique, siège des plus fortes densités de courant locales et de vitesses faibles de gaz.

On se réfère à Hirsch [68] (section par Pfender, p338, qui reprend Maecker [75], en Allemand) pour un modèle simplifié (colonne d'arc cylindrique de rayon R_{arc}, densité de courant homogène) permettant d'évaluer l'ordre de grandeur du gradient de pression induit par le pincement magnétique entre l'axe de la colonne d'arc et sa périphérie extérieure:

$$\Delta P(r) = \frac{\mu_0 I j}{4\pi}\left(1 - \frac{r^2}{R_{arc}^2}\right)$$

Équation 25 – Calcul de la pression magnétique radiale, d'après [75]

L'effet est proportionnel au produit de la norme j de la densité de courant locale par l'intensité totale du courant I. Sur l'axe, l'ordre de grandeur de cette surpression magnétique radiale est estimé dans le Tableau 21 ci-dessous pour l'application coupage plasma.

Intensité	**A**	**30**	**70**	**150**	**300**	**200**
Rayon d'arc typique	mm	0.30	0.38	0.48	0.58	4
Densité de courant moyenne dans l'arc	A/mm²	106	151	211	286	4
Pression magnétique $\Delta P = \frac{\mu_0 I \times j}{4\pi}$	Pa	319	1062	3171	8595	80

Tableau 21 – Estimation de la pression de pincement magnétique en coupage plasma

Dans son article historique de 1955 [75], Maecker estime ainsi à 80 Pa la pression magnétique dans un arc de 200 A et de 4 mm de rayon (dernière colonne du tableau). Nos arcs à faible rayon et forte densité de courant favorisent donc le pincement magnétique. Cependant, la surpression radiale magnétique reste inférieure au dixième de bar à 300A, ce qui explique qu'elle ne soit documentée dans la littérature qu'à proximité immédiate du pied d'arc cathodique des arcs stationnaires, où les vitesses d'écoulement et les efforts aérodynamiques sont faibles par rapport à ceux produits dans la tuyère sonique.

L'effet de constriction magnétique est en revanche dominant dans les décharges impulsionnelles à très forte intensité (plusieurs centaines de milliers d'ampères à plusieurs millions d'ampère), où il est utilisé pour accélérer le plasma de façon centripète et le comprimer dans l'objectif d'atteindre temporairement des niveaux d'énergie permettant la fusion nucléaire, de l'ordre de 10 keV et plus. On parle de décharges de type Z-pinch [197], par exemple décrites dans Hirsch [68] (section par P. Bogen et E. Hintz, Institut für Plasmaphysik Jülich, p453). Ces travaux sur la recherche d'énergies élevées pour la fusion nucléaire sont toujours d'actualité aux Etats-Unis et ailleurs, voir par exemple la démonstration en 2021 par J-M. Mitrani & al de la production de neutrons thermonucléaires dans l'expérience FuZE à Berkeley [199].

Dans le domaine du coupage plasma entre 30 A et 1000 A, l'influence de l'effet Maecker sur la constriction au niveau du col de la tuyère n'est pas connu pour être significatif, par exemple d'après les calculs CFD publiés par Colombo [130]. Malgré un brevet [200], datant de 1990, qui décrit le principe de stabilisation du jet plasma par application d'un champ magnétique externe, sans démontrer d'effet de constriction, cette technologie n'a pas été déployée industriellement.

Pour s'en assurer, on a comparé les résultats obtenus par simulation CFD avec et sans prise en compte des forces de Lorentz. Ces calculs ont été effectués délibérément avec une injection axiale du gaz plasmagène (sans vortex), de manière à ne pas superposer un couplage éventuel d'effets potentiellement constrictifs.

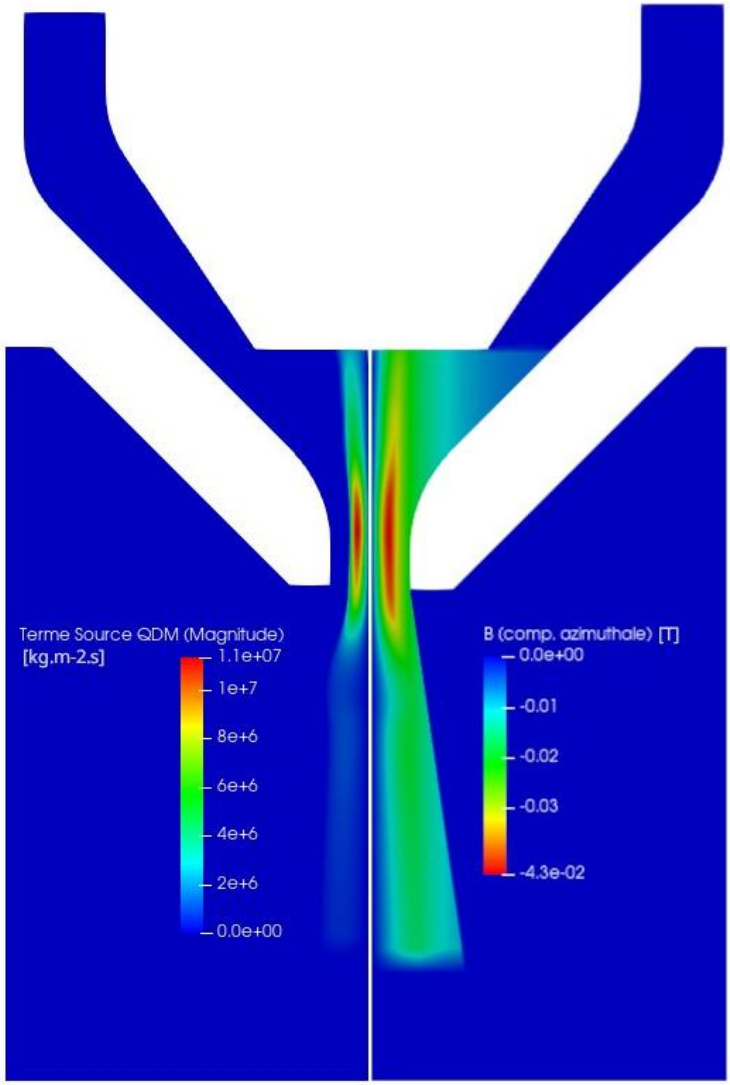


Figure 105 – Champ magnétique et terme source de quantité de mouvement (force de Lorentz volumique). Torche oxygène 50 A sous 7 bara, diamètre tuyère 1 mm, injection axiale (sans vortex).

On observe sur la Figure 105 que le champ magnétique et le terme source de quantité de mouvement atteignent leurs maximums dans le col de la tuyère, et non pas au niveau du pied d'arc cathodique comme dans les arcs libres à cathode pointue. Radialement, le champ magnétique est maximal dans la zone de transition entre la colonne d'arc et la couche froide.

Pour quantifier l'impact des forces de Lorentz sur la constriction, on a représenté sur la Figure 106 les profils de température (à gauche) et de flux massique ρu_x (à droite) en sortie de tuyère. On n'observe aucune différence entre le profil avec et sans forces de Lorentz sur la température. De même, bien que légèrement visible, la différence entre les 2 courbes de quantité de mouvement axiale est très faible. On n'observe pas non plus de différence significative sur le débit.

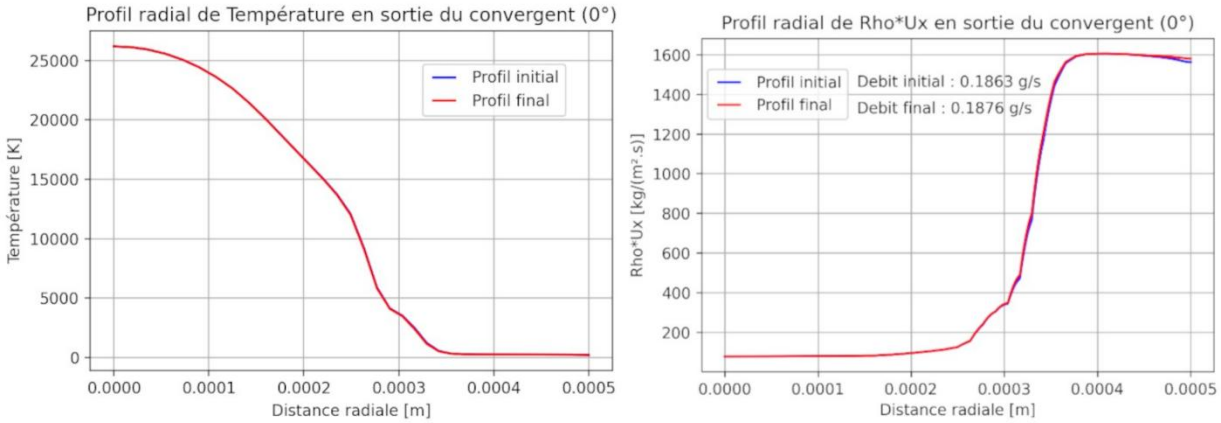


Figure 106– Comparaison des profils radiaux au col avant (initial) et après (final) activation des forces de Lorentz dans le modèle. Torche oxygène 50 A sous 7 bara, diamètre tuyère 1 mm, injection axiale (sans vortex).

Nos résultats sont en accord avec les résultats de Colombo [130], qui a comparé les champs de température et de vitesse dans une torche plasma Komatsu avec et sans stabilisation magnétique, sans observer de différence.

Pour un arc de 1000 A et de 2 mm de diamètre, la pression magnétique atteindrait 0.3 bar, ce qui reste faible par rapport aux gradients de pression axiaux dans l'arc et aux effets thermiques.

L'effet du confinement magnétique sur la constriction dans les tuyères plasma supersoniques est donc négligeable à faible, au moins dans la gamme d'intensité industrielle du coupage plasma [10 - 1000] A.

5.2.2. Refroidissement pariétal

Nous abordons dans cette section à la fois la question de la précision de l'outil CFD à capturer les phénomènes en paroi, et l'évaluation de l'importance de ceux-ci sur la constriction.

La prise en compte dans les calculs CFD du frottement et des échanges thermiques à la paroi de la tuyère, a été étudiée en association avec une étude de sensibilité du maillage pariétal jusqu'à une résolution permettant de capturer la sous-couche visqueuse. Ces calculs ont été réalisés avec le solver HLLC avec une viscosité laminaire (physique) du fluide, sans modèle de turbulence de sous-maille, et en régime instationnaire. Aucune instabilité ou fluctuation n'apparait en régime établi dans les couches de cisaillement : ni à la paroi ni à la frontière entre la colonne d'arc et la couche froide où on observe un très fort gradient de vitesse axial (cisaillement). Cependant, nous n'avons pas eu l'occasion de valider l'ordre d'approximation auquel le solver HLLC utilisé est susceptible de capturer des instabilités de couche de cisaillement, et il est donc probable que celles-ci n'apparaissent pas en raison du caractère dissipatif du solver du point de vue des instabilités et des fluctuations dans l'écoulement.
Sous ces hypothèses, on a étudié par CFD un cas de simulation dont les paramètres d'intensité, pression et diamètre de tuyère (I,P,D) ont été choisis pour obtenir une couche froide « fine », de l'ordre de quelques pourcents du diamètre de la tuyère (3/100 de mm environ). Pour étudier l'influence de la paroi sur l'écoulement, deux types de conditions aux limites pariétales pour la quantité de mouvement ont été comparées :

- glissante, i.e. cisaillement nul imposé à la paroi
- collante, i.e. vitesse nulle imposée à la paroi

On observe Figure 107 que les profils radiaux de quantité de mouvement (à gauche) et de température (à droite) ne sont pas modifiés dans la colonne d'arc et à sa frontière immédiate, malgré la bonne prise en compte dans le modèle CFD d'une sous-couche visqueuse de 1/100 de mm environ

dans le cas à paroi collante. Les profils de température ne sont pas modifiés, y compris dans la couche froide.

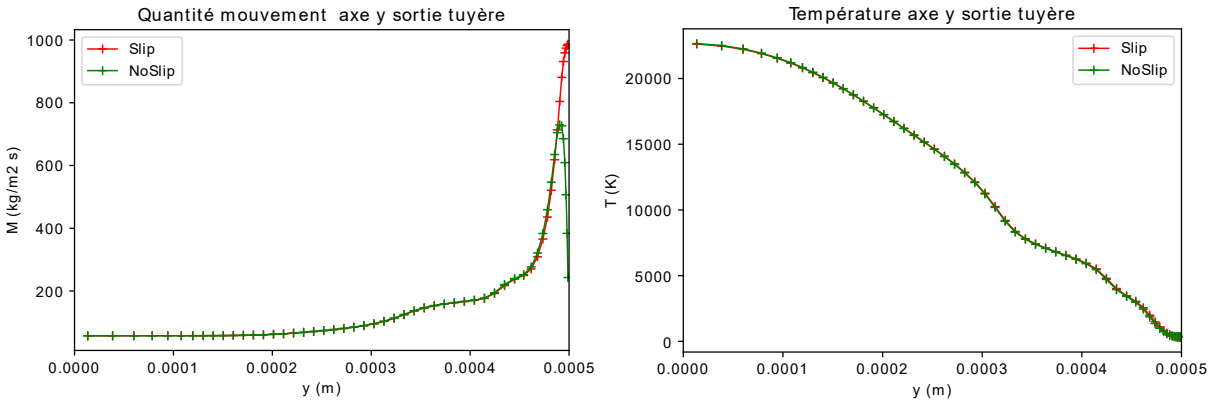


Figure 107 – Profils radiaux de quantité de mouvement (à gauche) et de température (à droite) calculés par CFD avec le modèle [14] au col d'une tuyère plasma sous oxygène à forte densité apparente de courant (couche froide fine), pour deux conditions aux limites de quantité de mouvement : glissante (slip) et collante (no slip)

On montre Figure 108 que le débit avec vitesse nulle imposée en paroi est 5% inférieur au débit avec une condition limite de paroi glissante. Ce résultat obtenu dans ce cas de couche froide « fine » pour laquelle l'épaisseur de la sous-couche visqueuse est de l'ordre de 1/3 de celle de la couche froide est cohérent avec les observations expérimentales et numériques à froid dans lesquelles l'effet du frottement visqueux pariétal a été jugé négligeable avec des couches froides plus épaisses, de l'ordre de l'incertitude de ~1 % sur le débit. On en profite pour noter que l'effet du raffinement de maillage radial sur le débit calculé par CFD est, pour le maillage le plus grossier inférieur à 3% du débit « asymptotique » obtenu avec le maillage le plus raffiné.

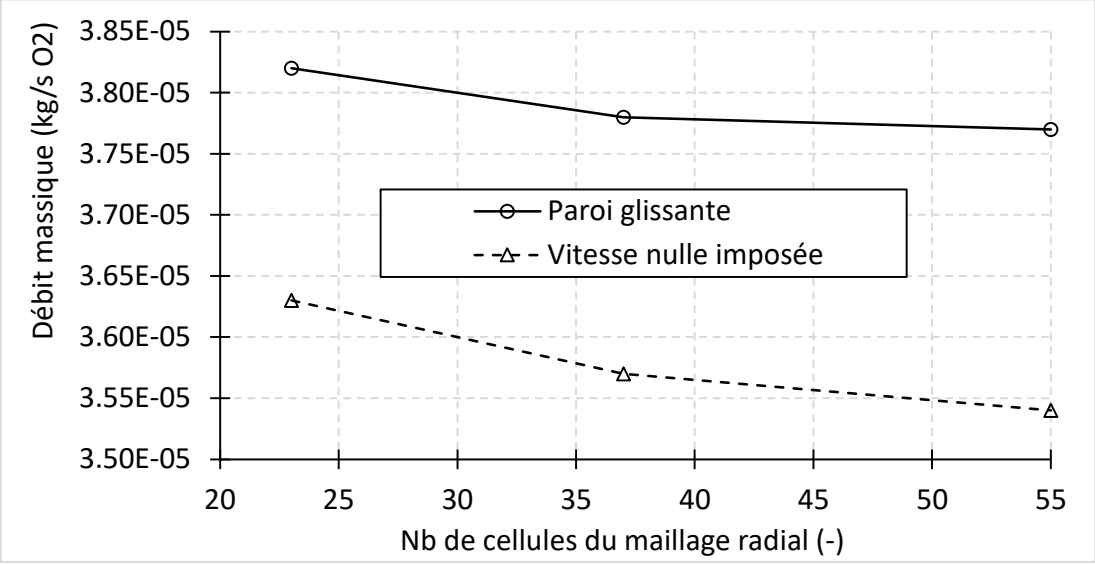


Figure 108 – Débit calculé par CFD en fonction du raffinement de maillage radial (progressif) proche paroi pour deux conditions limites glissantes ou collantes.

L'analyse des profils thermiques radiaux dans la tuyère montre aussi que l'effet thermique de la paroi est négligeable sur la constriction. On a par exemple montré que des calculs avec une température de paroi imposée ou un coefficient d'échange convectif imposé (avec une température d'échange à l'infini modélisant le circuit de refroidissement de la tuyère) étaient équivalents du point de vue de la constriction (i.e. du diamètre de la colonne d'arc). L'analyse des profils de température montre en

effet que la température dans la couche froide est en pratique indépendante de la présence du plasma, par exemple Figure 138 présentée ultérieurement, sauf en cas particulier de diamètre de tuyère trop petit pour l'intensité et la pression aboutissant au flash de la tuyère.

Dans les tuyères de coupage plasma, les arcs ne sont donc pas stabilisés, ou constrictés, par un refroidissement par les parois de la tuyère, comme on en trouve les principes dans les descriptions classiques de Vacquié [63], Hirsch [68] (section par Pfender, p354), ou Boulos [165].

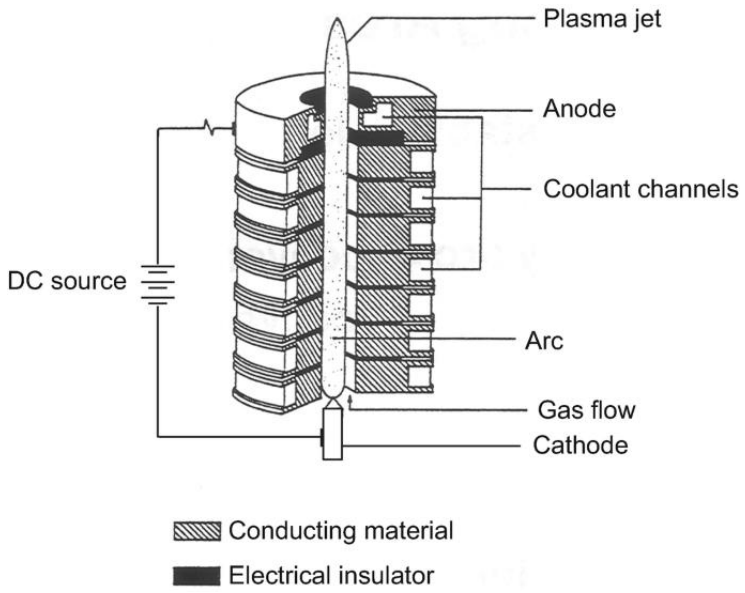


Figure 109 – Arc stabilisé par parois avec segments annulaires refroidis par eau et isolés électriquement. D'après Boulos [167].

A contrario dans les tuyères de coupage plasma, l'écoulement dans la couche froide pariétale subit une détente lors de son accélération et a un effet de refroidissement des parois de la tuyère. Cette conclusion, contre-intuitive et qui va à l'encontre d'une partie de la littérature historique, est contrebalancée du point de vue du bilan énergétique global de la tuyère par son flux radiatif net aux parois, qui est en général bien positif (la tuyère chauffe). En d'autres termes, hors fonctionnement en limite du flash, la paroi interne de la tuyère est chauffée par rayonnement et refroidie par convection ; le bilan énergétique net à la surface étant dans la plupart des cas positif.

Note de commentaire : l'étude menée dans cette section concerne des tuyères à convergent « court », avec un col de section cylindrique (diamètre constant) de faible longueur par rapport à son diamètre : de l'ordre de 0.1D à 0.3D. Les conclusions présentées ne sont donc pas forcément extrapolables à des tuyères de coupage plasma avec un col « long » de section constante sur plus de dix diamètres, et dans lesquels une couche limite pariétale thermique et de quantité de mouvement aurait le temps de se développer. Cette configuration n'est toutefois pas répandue dans les tuyères de coupage plasma car elle ne présente pas d'intérêt pour la constriction, la diffusion radiale de la chaleur sur de grandes distance réduisant la densité de puissance.

5.3. Effet du swirl et définition du rayon d'arc

5.3.1. Description phénoménologique

Beaucoup de torches plasma, et la plupart des torches de coupage plasma, utilisent une injection du gaz plasmagène dans la tuyère au moyen d'un diffuseur de gaz induisant une vitesse tangentielle, c'est-à-dire un écoulement en vortex ou swirl.

Au rayon d'injection du gaz dans la chambre d'arc, le diffuseur vortex (ou swirler), est généralement défini par un angle entre les canaux du diffuseur et la direction d'injection axiale. Le nombre de swirl Sw caractérise l'intensité du vortex par le rapport entre le flux axial de quantité de mouvement rotationnelle et le flux axial de quantité de mouvement axiale [201]:

$$S = \frac{G_\theta}{RG_x} = \frac{\int_\Sigma \rho U_\theta U_x r d\Sigma}{R\int_\Sigma (p + \rho U_x^2) d\Sigma}$$

- P - pression (Pa)
- r - coordonnée radiale (m)
- R - rayon de tube (m)
- U_θ - vitesse tangentielle (m/s)
- U_x - vitesse axiale (m/s)
- ρ - masse volumique (kg/m3)
- Σ - section de tube (m²)

Équation 26 – Expression du nombre de swirl Sw (noté ici S), d'après [201]

L'hypothèse de la constriction par écoulement vortex est celle d'une stratification en température induite par les forces de flottabilité liées aux variations de densité dans le gradient de pression radial généré par le vortex :

1) le milieu plasma chaud a une densité plus faible que la couche froide plus dense
2) l'injection du gaz en vortex induit un écoulement cyclonique qui crée une pression plus faible sur l'axe du vortex qu'à sa périphérie.
3) sous l'effet de ce gradient radial de pression induit par le vortex, les gaz froids plus denses ont tendance à aller vers la périphérie, alors que le plasma chaud se concentre sur l'axe.

Remarques

- En toute rigueur, le terme d'effet de flottabilité semble réservé à l'effet des variations de densité sur un écoulement fluide soumis à un champ de pression généré par la gravité, e.g. dans un liquide ou l'atmosphère terrestre.
- L'effet est comparable à la séparation par centrifugation, ou séparation cyclonique, qu'on retrouve par exemple dans les aspirateurs sans sac dans lesquels les poussières lourdes sont collectée en périphérie d'un écoulement vortex, alors que l'air propre est aspiré sur l'axe. Dans ce cas, l'écoulement est diphasique avec une différence de densité entre l'air et les poussières. Un autre exemple, cette fois-ci en phase homogène, est le procédé de centrifugation gazeuse utilisé pour l'enrichissement de l'uranium [80]. Dans ce cas, la différence de densité est liée à la différence de masse molaire entre les isotopes de UF_6 que l'on souhaite séparer.

5.3.2. Bibliographie

On note d'abord que certains auteurs classiques de la communauté ayant commencé à travailler sur le coupage plasma à la fin des années 90 ne parlent pas ou peu de l'effet du vortex sur la stabilisation et la constriction de l'arc, alors que le principe était déjà industrialisé depuis de nombreuses années:

- Ramakrishnan n'en parle pas dans son modèle analytique d'arc à 2 zones [168], 1997.
- Nemchinsky, n'en parle pas dans son modèle thermique d'arc 2D parabolisé à 2 zones [170] 1998.

Gonzalez-Aguilar [132] étudie par CFD dans une torche à air l'effet d'un nombre de swirl Sw qui varie entre 0 et 25 et conclut que ça n'a pas d'effet sur l'arc en sortie de tuyère, alors qu'on observe un impact en amont, proche du pied d'arc cathodique, sur les champs de pression et de température, toutefois sans augmenter la température maximale. Il commente en disant que le nombre de swirl (voir sa définition plus loin au 5.3.3) tombe à une valeur faible de 0.2-0.4 en sortie de tuyère en raison de l'accélération axiale à la vitesse de Mach 1, prédominante.

Freton conclut dans sa thèse [12] d'une comparaison CFD avec et sans vortex que celui-ci n'a d'effet (léger) que dans la chambre d'arc, où il constricte effectivement la zone chaude sous le pied d'arc cathodique. Les écarts avec/sans vortex sont néanmoins faibles et ne changent pas fondamentalement la température sur l'axe. Plus en aval, le champ de température dans le canal de tuyère ne change pas, et l'arc est identique avec ou sans swirl en sortie de tuyère.

Le fabricant Hypertherm décrit dans le brevet US5317126 [171] une technologie d'évent dans la chambre d'arc avant le col de la tuyère pour améliorer la stabilisation et la constriction de l'arc par vortex grâce à un débit augmenté. Le mécanisme de stratification des gaz froids et lourds en périphérie et du plasma au centre y est décrit qualitativement, mais sans démonstration expérimentale ou numérique. Les ordres de grandeur donnés sont le rapport entre le débit à l'évent et le débit dans la torche (5 :1). La densité de courant apparente indiquée est de 60000 A/in^2 (93 A/mm^2) par rapport au plasma classique entre 20000 et 40000 A/in^2 (31 à 62 A/mm^2). L'effet sur la tension d'arc, qui aurait caractérisé une amélioration de la constriction, n'est en revanche pas décrit.

Concetti et Colombo concluent qualitativement dans la thèse [83] d'une étude expérimentale non détaillée avec variation du diamètre des 3 trous d'injection vortex de 1.1 mm à 0.4 mm que l'augmentation du vortex a un effet bénéfique sur la constriction du pied d'arc et la qualité de coupe. Dans un article de 2008 [130], Colombo & al étudient par CFD une torche HPR130 avec évent avant le canal terminal et calcule que la vitesse azimutale en entrée du col passe de 5 à 15 m/s grâce à l'évent. Il montre un impact sur le champ de température dans la chambre d'arc, mais aucune influence significative de l'augmentation d'intensité du vortex ni dans le canal de la tuyère ni en aval, où les champs de température sont identiques. L'effet de l'augmentation du swirl par ventilation de la chambre d'arc serait donc uniquement de stabiliser le pied et d'arc et n'aurait pas d'influence sur la constriction.

Zhou [133] (Fudan University), a étudié par CFD l'influence du swirl sur la constriction et calculé l'effet d'une variation importante du nombre de swirl en entrée de la chambre d'arc à débit constant imposé en condition limite d'entrée. Cette étude montre un accroissement de la constriction dans la chambre d'arc, et aussi dans le canal (moins flagrant). Les résultats montrent aussi qu'il est nécessaire d'augmenter la pression de 1 bar pour maintenir un débit identique à Sw 0.4 et 40, et que dans ce cas le profil radial de l'arc est très peu influencé par le nombre de swirl. La conclusion de l'article est que l'injection vortex ne favorise que peu la constriction et la densité de puissance. Pour notre part nous interprétons ces résultats de calcul comme une indication que le vortex est défavorable à la constriction dans le canal de tuyère. Effet, à pression constante, le débit dans la torche aurait été beaucoup plus faible à Sw 40 que 0.4, et l'arc plus large. En d'autres termes, la constriction additionnelle apportée par une augmentation de pression de 1 bar est annulée de manière concomitante (dans les calculs de cet article) par l'effet défavorable de l'augmentation du swirl.

Au-delà des études portant sur les torches de coupage plasma, l'effet de constriction par swirl est décrit dans Kassabji et Fauchais [185], ou les travaux sur les arcs stabilisés par vortex d'eau des Allemands Maecker, Larenz et Peters et Gerdien dans les années 50. Le mécanisme principal de stabilisation, dont la description explicite est donnée par exemple par Maecker dans [172] est l'établissement par le vortex d'un gradient de pression radial dans la zone d'arc, avec une basse pression sur l'axe. Le phénomène de constriction serait donc lié aux forces de flottabilité de l'arc chaud donc plus léger par rapport à la vapeur d'eau, et *a fortiori* à l'eau liquide, qui est plaquée en périphérie par les forces centrifuges. Toujours selon [172], la dépression au cœur de l'arc atteint plusieurs bars. Burhorn et Maecker [186] ont mesuré en 1954 dans ce type d'arc stabilisé par vortex d'eau, ou arc de Gerdien, une température de 50000 K sous 1450 A, record de température à notre connaissance pour un arc stationnaire, hors décharges impulsionnelles à forte intensité.

5.3.3. Résultats

Dans la zone de pied d'arc cathodique, nous montrons expérimentalement Figure 110 qu'une injection axiale des gaz a un effet majeur d'augmentation du diamètre du cratère de pied d'arc dont l'enveloppe s'étend au-delà du pion en hafnium sur la face de l'électrode plate, alors qu'il reste confiné sur le pion émissif avec une injection vortex. Ceci caractérise une augmentation très significative du diamètre du pied d'arc apparent en l'absence de vortex, même faible, qui s'étend sur une plus grande zone lorsqu'il n'est pas constricté par l'effet de flottabilité dans le gradient de pression radiale induit par le vortex.

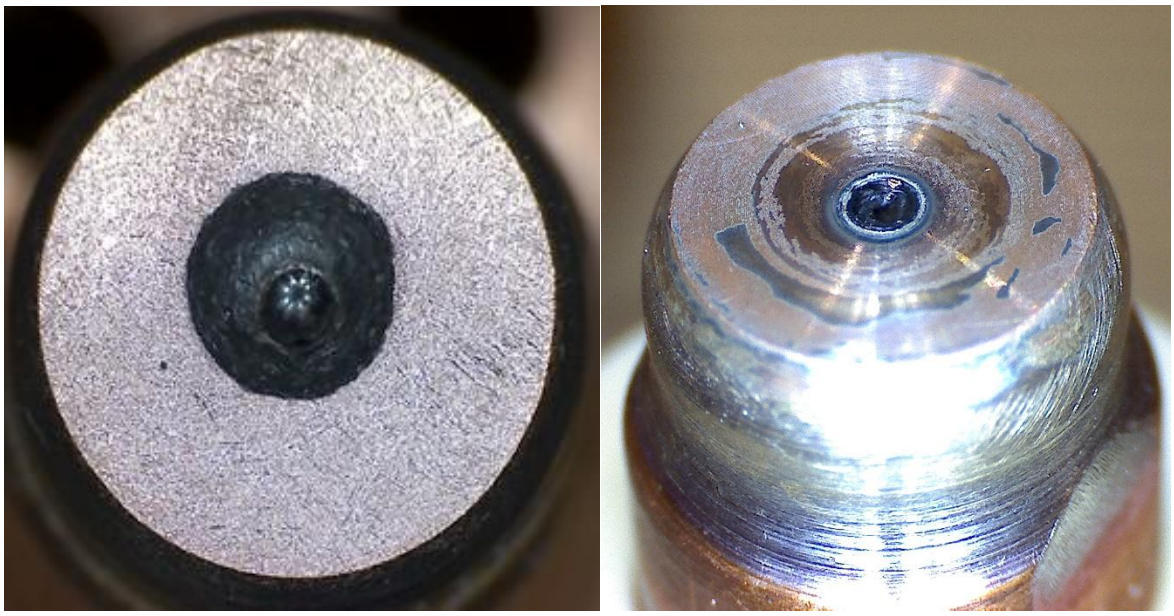


Figure 110 - Face d'électrode en cuivre à insert émissif en hafnium (voir aussi section 2.5.2) après essais sous oxygène à 60 A, pion Hf diamètre 1mm. A gauche : après essais sans swirl et ponçage de la face de l'électrode, le cratère du pied d'arc s'étend dans le cuivre jusqu'au diamètre 2.41 mm, on distingue le pion Hf au fond. A droite : après essais avec swirl, le pied d'arc est resté sur le pion Hf.

Ces résultats sont en accord avec les publications qui montrent un effet de l'intensité du swirl sur la forme et l'érosion du cratère de l'électrode, cf. 2.5.2.

Nous avons ensuite étudié l'effet du vortex sur la constriction au col de la tuyère en mobilisant l'approche CFD en comparaison aux données expérimentales de débit.

5.3.3.1. Etude à froid

Une première série de mesures/calculs CFD de débits a été effectuée à froid. Un premier objectif était de vérifier expérimentalement que le col de la tuyère se comportait bien comme un col sonique, avec des valeurs de débits mesurées en accord avec les valeurs théoriques. Ces valeurs théoriques correspondent au cas d'une configuration de tuyère amorcée quasi-1D, avec un écoulement de fluide parfait (viscosité et conductivité thermique nulles) isentropique et adiabatique, d'après par exemple Thévenin [71] :

$$Q_{th} = P_i \, S_{col} \sqrt{\frac{\gamma}{r \, T_i}} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

Équation 27 – Débit au col sonique

La formule fait intervenir les variables suivantes :

- P_i et T_i sont les pression et température génératrices totales (d'arrêt)

- S_{col} est la section du col de la tuyère (ici de diamètre 1 mm)
- r est la constante spécifique du gaz considéré ($r \approx 259.8$ J kg^{-1} K^{-1} pour du dioxygène)
- γ est le coefficient adiabatique du gaz ($\gamma = 1.4$ pour un gaz parfait diatomique)

Le second objectif de cette étude à froid était d'analyser l'influence sur l'écoulement de l'injection swirlée. Les débits ont donc été mesurés et calculés par CFD pour 3 configurations différentes :

- dans le cas d'une injection de gaz axiale, avec un diffuseur dont l'angle d'injection θ_{rz} vaut 0°.
- avec une injection swirlée « modérée », d'angle d'injection $\theta_{rz} = 10.9°$
- avec une injection swirlée « intense », d'angle d'injection $\theta_{rz} = 49.1°$

Les différents débits mesurés expérimentalement et obtenus avec les simulations CFD sont représentés sur la Figure 111 en fonction de la pression génératrice Pi.

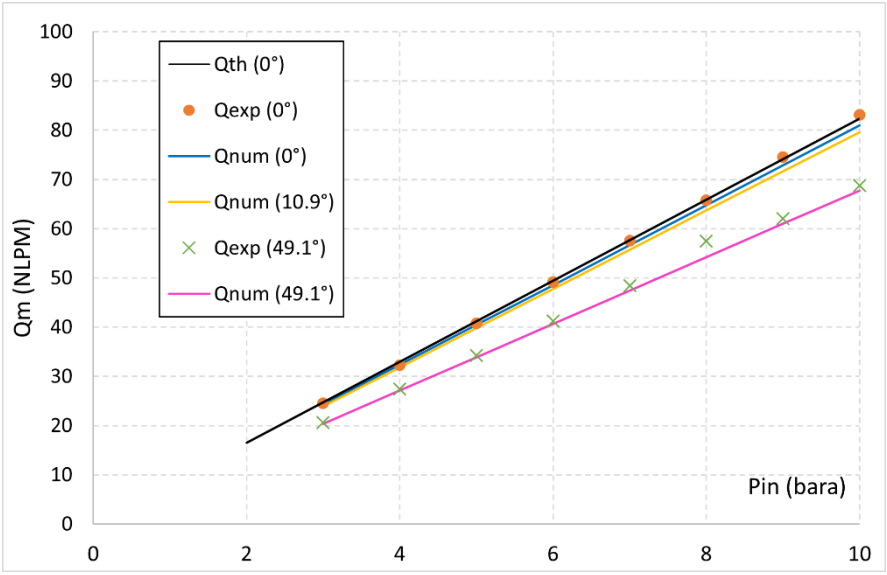


Figure 111 -Évolution du débit à froid – Valeurs expérimentales (Q_{exp}), CFD (Q_{num}) et théorie du col sonique (Q_{th}) pour une injection axiale (0°), une injection swirlée avec un diffuseur d'angle de swirl $\theta_{rz} = 10.9°$ et un autre d'angle $\theta_{rz} = 49.1°$

Le coefficient de débit *CD* défini par le rapport entre le débit observé dans la tuyère (par calcul CFD ou expérimentalement) et le débit théorique correspondant sont représentés sur la Figure 112.

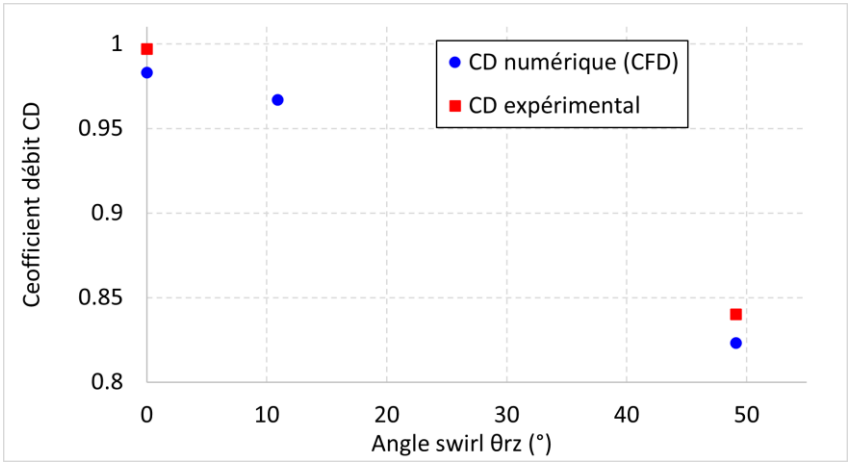


Figure 112 : Coefficients de débit CD obtenus expérimentalement et numériquement en fonction de l'angle de swirl θ_{rz}

En examinant la Figure 111 et la Figure 112, nous pouvons faire les observations suivantes :

- Avec une injection axiale (0°), le débit expérimental à froid est très proche du débit théorique du col sonique : comportement parfaitement linéaire avec la pression génératrice, très peu de dispersion sur le coefficient de débit CD, mesuré à 0.99, i.e. dans les incertitudes de mesures de pression et de température génératrice.
- Avec injection swirlée à 49.1°, le coefficient de débit expérimental moyen est de 0.84. La baisse du débit avec le swirl est prédite par les calculs analytiques d'écoulements de gaz parfaits non visqueux de la bibliographie dans les mêmes ordres de grandeur qu'observés expérimentalement (cf. thèse N. Godinaud [14] section 4.3.2.2.b).
- La dispersion sur le coefficient de débit expérimental est très faible, avec un écart type relatif sur les mesures de CD de l'ordre de 1%
- Une fois la convergence en maillage axial bien assurée, la simulation CFD (laminaire, parois glissantes) est prédictive sur les valeurs de débit à froid (reproduit bien les CDs), avec et sans swirl.
- Pour l'injection swirlée à 10.9°, on obtient numériquement un coefficient de débit de 0.97. La baisse de débit par rapport à une injection axiale est donc bien moins importante que pour l'angle d'injection $\theta_{rz} = 49.1°$.

L'influence de l'angle de swirl θ_{rz} sur l'écoulement peut être observée sur la Figure 113, qui représente les profils de quantité de mouvement axiale obtenus au niveau de la section de sortie de la tuyère. On voit clairement que l'injection à $\theta_{rz} = 49.1°$ a un impact beaucoup plus important sur la structure de l'écoulement au col que dans le cas de l'injection $\theta_{rz} = 10.9°$, alors que l'injection axiale présente un profil très plat, correspondant à un écoulement presque parfaitement unidimensionnel.

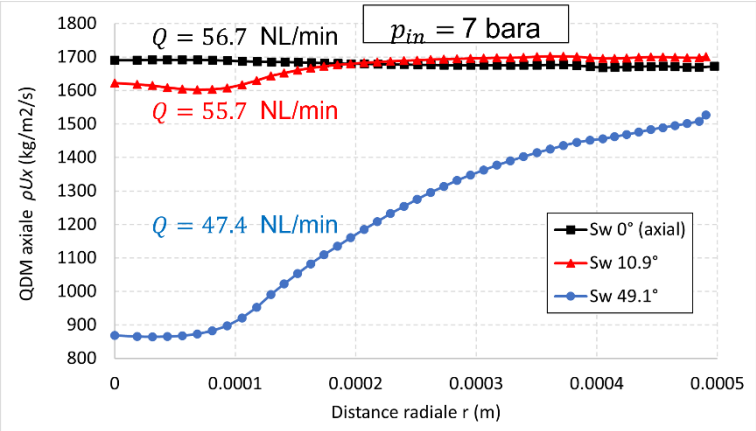


Figure 113 : Profils de quantité de mouvement axiale sur la section de sortie du canal de la TAM – Comparaisons entre les différents angles de swirl θ_{rz} – Résultats numériques – $p_{in} = 7$ bara.

Avec une injection axiale, la tuyère amont se comporte à froid de manière très proche d'une tuyère sonique parfaite (gaz parfait, sans frottement, peu de pertes de charges en amont). L'ajout d'un vortex a pour effet de réduire le débit par rapport à une injection axiale à même pression, en distordant les lignes de Mach en raison du gradient de pression radiale induit par le swirl. Cette distorsion des lignes de Mach peut être observée sur la Figure 114. On a pu constater que les faibles angles d'injection θ_{rz} avaient peu d'impact sur la structure de l'écoulement au niveau du col, alors que pour les valeurs de θ_{rz} importantes, l'écoulement est considérablement modifié au col, entrainant une diminution du débit de plus de 15% pour le cas $\theta_{rz} = 49.1°$. A swirl élevé, on observe aussi une évolution moins linéaire du débit sonique avec la pression.

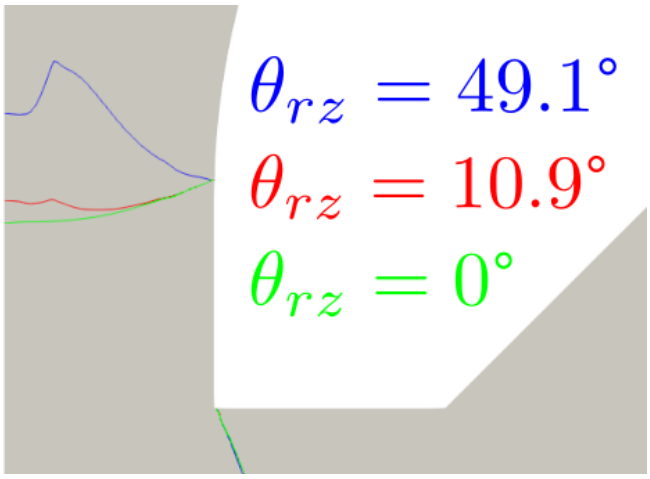


Figure 114 : Lignes de niveau Mach = 1.0 (en couleurs) au niveau du col de sortie en fonction des angles de swirl θ_{rz} - $p_{in} = 7$ bara

5.3.3.2. Etude à chaud

On étudie les débits obtenus expérimentalement et numériquement à la pression génératrice P_{in} = 7 bara pour deux angles des canaux d'injection du diffuseur : $\theta_{rz} = 10.9°$ et $\theta_{rz} = 49.1°$, cette fois-ci « à chaud » en présence de plasma d'arc dans la tuyère.

La Figure 115 présente l'évolution du débit en fonction de l'intensité du courant pour les deux valeurs d'angle θ_{rz} du swirler. On constate aussi bien avec les résultats expérimentaux qu'avec les résultats numériques que l'augmentation de l'intensité du vortex entraine une diminution du débit de gaz dans la torche. Cela vient très certainement du fait que la structure de l'écoulement au niveau du col est modifiée par la présence du vortex, comme expliqué dans l'étude à froid en section 5.3.3.2 de ce rapport.

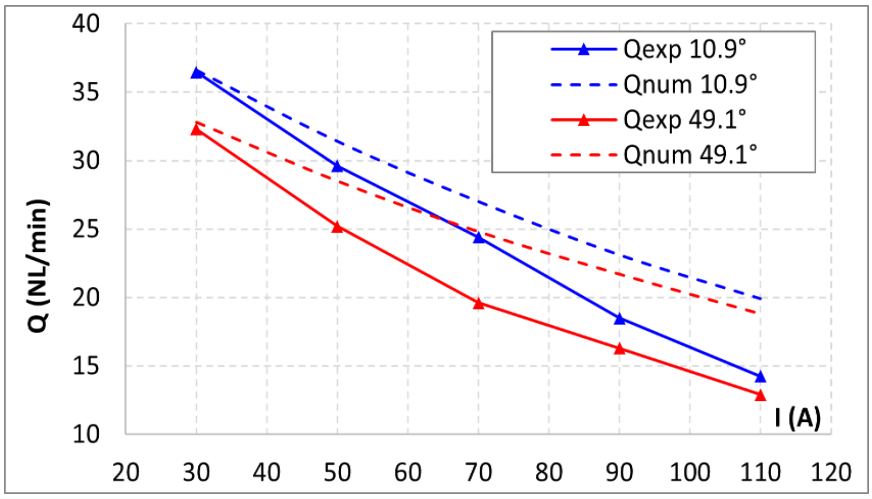


Figure 115 : Débits obtenus numériquement et expérimentalement en fonction de l'intensité pour deux angles de swirler θ_{rz}, $p_{in} = 7$ bara.

La Figure 115 montre également que l'influence de l'injection swirlée semble diminuer lorsque le courant augmente. Cela est également visible en comparant les différents profils de quantité de mouvement obtenus dans la section de sortie de la tuyère à partir des simulations, et présentées sur la Figure 116.

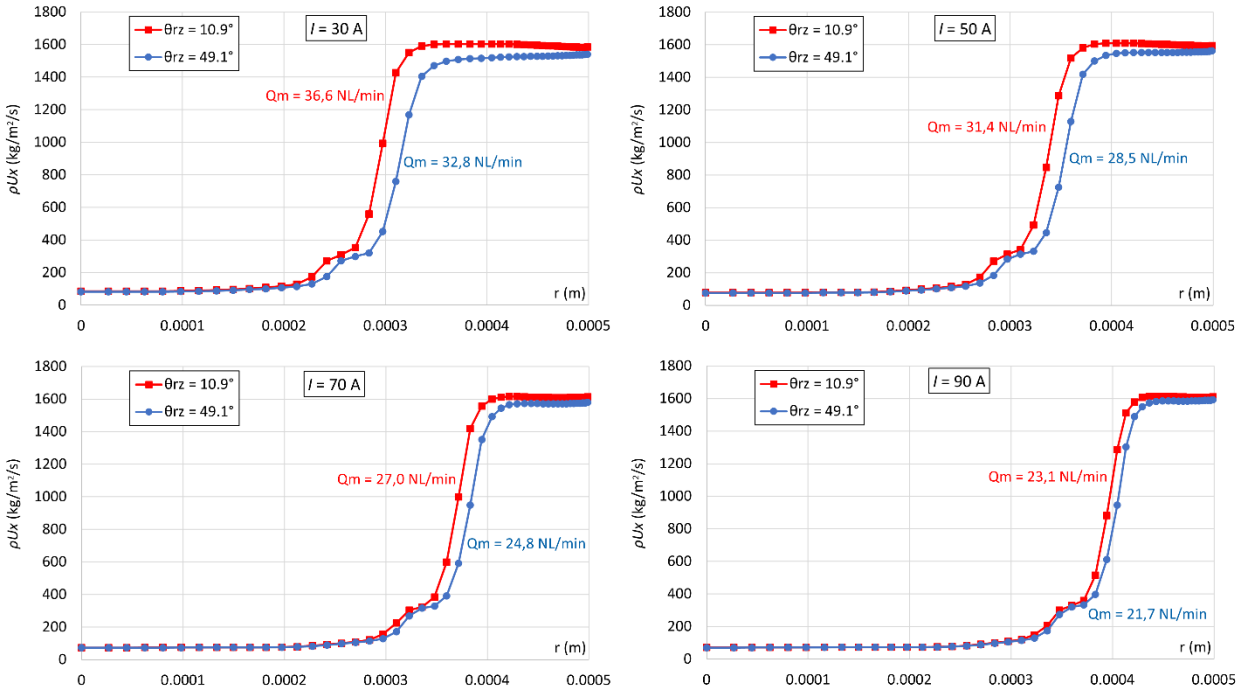


Figure 116 : Profils de quantité de mouvement axiale à la sortie de la tuyère pour différentes valeurs d'intensité. Comparaison entre les deux angles d'injection - $p_{in} = 7$ bara.

On observe sur les profils de quantité de mouvement que l'augmentation du swirl a un effet double, qui s'atténue avec l'intensité croissante :

- une baisse de la quantité de mouvement dans la couche froide
- une diminution de l'épaisseur de la couche froide

Contrairement à ce qui est parfois affirmé dans une partie de la littérature scientifique et surtout technique, l'augmentation du swirl n'est donc ni favorable ni neutre pour la constriction au col : à nombre de swirl élevé, le vortex a au contraire un effet négatif sur la constriction, en diminuant l'épaisseur de la couche froide et les débits.

On calcule ensuite pour tous les points expérimentaux (à froid comme à chaud) un coefficient de débit apparent CD comme le rapport du débit mesuré sur le débit théorique du col sonique parfait (à froid, Euler, 1D, sans swirl). Pour les calculs du débit théorique, la température génératrice est choisie à 288 K.

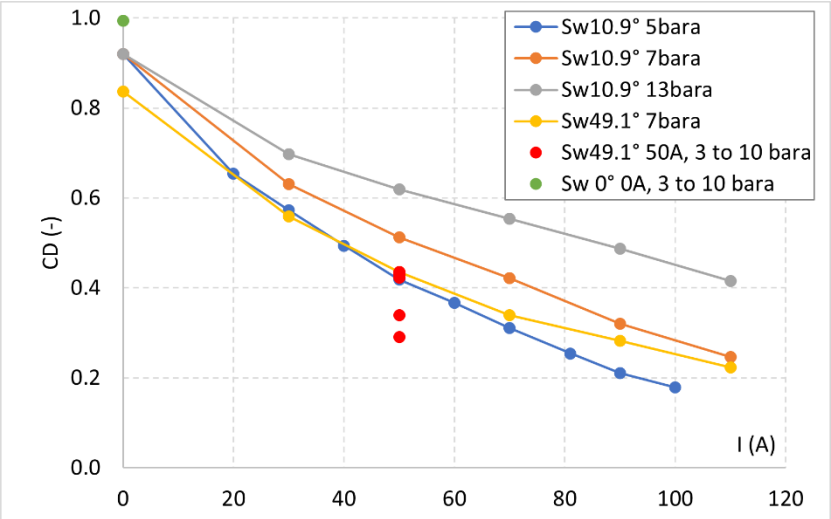


Figure 117 : Coefficient de débit expérimental de la tuyère diamètre 1 mm pour différents angles d'injection θ_{rz} et pressions génératrices en fonction de l'intensité.

On peut donc faire les observations qui suivent.

- Les courbes du coefficient de débit pour une pression donnée s'écartent de plus en plus les unes des autres à mesure qu'on augmente l'intensité, ce qui traduit l'effet important de la pression sur la constriction, de plus en plus visible à mesure que l'arc occupe une section importante de la tuyère (toutes les courbes à swirl fixé passent au même point en $I = 0$).
- L'écart de coefficient de débit observé à froid entre les deux swirls à 10.9° et 49.1° se maintient en arc, avec une tendance à la réduction à forte intensité.

5.3.3.3. Estimation de l'épaisseur de couche froide

L'épaisseur de la couche froide est un paramètre important pour la conception des tuyères plasma supersoniques, car celle-ci détermine la sensibilité au risque de flash. Il n'existe pas de moyen simple de mesure directe de celle-ci en raison de la difficulté d'accès optique et de ses faibles dimensions. La mesure du débit étant un bon indicateur du rayon d'arc, on propose une méthode d'estimation expérimentale de l'épaisseur de la couche froide à partir de la mesure du débit, pour les faibles swirl.

On suppose pour cela que tout le débit passe dans la couche froide, c'est-à-dire qu'on néglige le débit massique passant dans la colonne d'arc par rapport à celui dans la couche froide. Sous cette hypothèse, la variation de la section d'arc lorsqu'on augmente l'intensité suit une loi où le rapport S_{arc}/S_{nozzle} = 1 - CD (I). En négligeant ainsi le débit massique dans la colonne d'arc, on surestime la couche froide, surtout lorsqu'elle est de faible épaisseur (asymptotiquement, on n'atteint pas une couche froide d'épaisseur nulle à débit nul).

On présente les résultats de cette méthode d'estimation de l'épaisseur de couche froide sur la Figure 118.

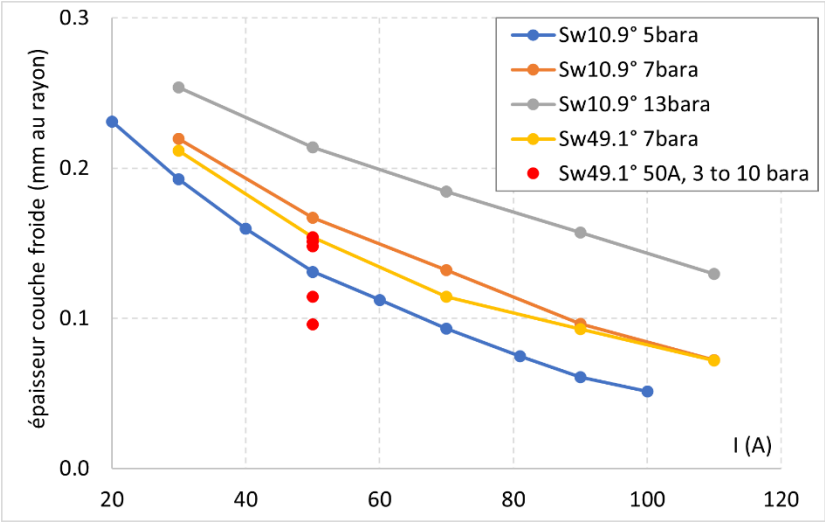


Figure 118 - Épaisseur de couche froide estimée à partir des débits expérimentaux pour différents angles d'injection θ_{rz} et pressions génératrices en fonction de l'intensité. Torche oxygène diamètre tuyère 1 mm.

On observe que :

- la limite de flash se situerait autour de 0.05 mm d'épaisseur de couche froide, ou CD = 0.2 environ, d'après des essais à 4 barg et 100 A dont certains ont flashé. La méthode surestimant *a priori* l'épaisseur de couche froide, en particulier à forte densité de courant dans la tuyère, il est cohérent que l'épaisseur de couche froide réelle au moment du flash soit encore inférieure, peut-être nulle.
- toutes les courbes ont une courbure à pente décroissante avec l'intensité. On ne sait pas à ce stade s'il s'agit d'un effet lié à la méthode d'évaluation imparfaite ou bien à un effet réel.
- si on peut extrapoler les courbes, ces résultats confirment que l'intensification en pression est un mécanisme puissant pour repousser la limite de flash. On pourrait par exemple envisager à 13 bara de passer un courant de 200 A dans une tuyère de diamètre 1mm, soit une densité de courant apparente J_a = 254 A/mm^2.
- l'effet du swirl 49.1° vs 10.9° sur l'épaisseur de couche froide semble s'atténuer lorsque intensité augmente

L'hypothèse d'un débit négligeable dans la colonne d'arc par rapport à celui dans la couche froide étant limitante, on utilise dans la section 5.3.3.4 suivante les résultats CFD pour préciser la notion d'épaisseur de couche froide, et (enfin) donner une définition du rayon d'arc basée sur les profils radiaux au col.

5.3.3.4. Définition du rayon d'arc par la quantité de mouvement

La définition de la couche froide comme la zone d'écoulement annulaire entre la colonne chaude à faible densité et la paroi est apparue naturellement à l'étude des profils radiaux de quantité de mouvement, ou flux massique au col présentés d'abord Figure 106 , puis Figure 116. On observe en effet deux plateaux de quantité de mouvement l'un chaud (peu dense) au cœur de l'arc et l'autre dans la couche froide. Ces deux plateaux sont présents dans tous les profils étudiés, sauf situation de flash sans couche froide, et sont à chaque fois assez plats et beaucoup plus larges que la zone de transition entre colonne d'arc et couche froide.

Cette observation nous permet de proposer une définition du rayon d'arc R_{arc} basé sur le profil de quantité de mouvement calculé par CFD, et exprimé comme le rayon à mi-pente de la zone de transition, c'est-à-dire le rayon auquel le flux massique passe par la médiane entre le flux sur l'axe et le flux dans la couche froide, schématisé à mi-hauteur pour l'intensité 50 A sur la Figure 119 ci-dessous.

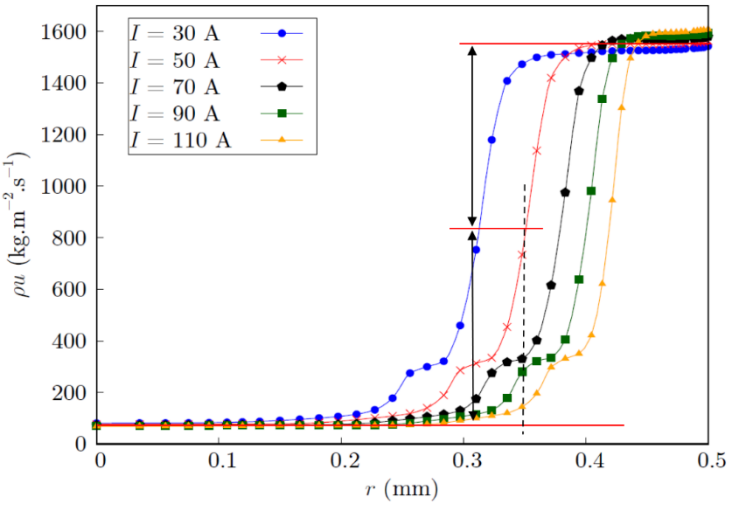


Figure 119 : Méthode d'estimation des zones d'arc et de couche froide à partir des profils CFD de flux axial (ρU) à 50 A, définie comme le rayon ou le flux passe par la médiane entre le flux axial sur l'axe et du flux en paroi.

5.3.3.5. Validité de la mesure de la couche froide

Pour évaluer la pertinence de la méthode d'évaluation de l'épaisseur de la couche froide à partir des coefficients de débit expérimentaux, on compare Figure 120 la couche froide calculée :

- par CFD, à partir des profils de flux massique, qui surestime le débit et donc probablement la couche froide à forte intensité
- à partir du coefficient de débit expérimental Figure 117, qui s'appuie sur un débit total correct mais dont la méthode surestime l'épaisseur de couche froide aux forts diamètres d'arc en négligeant le débit dans la colonne d'arc.

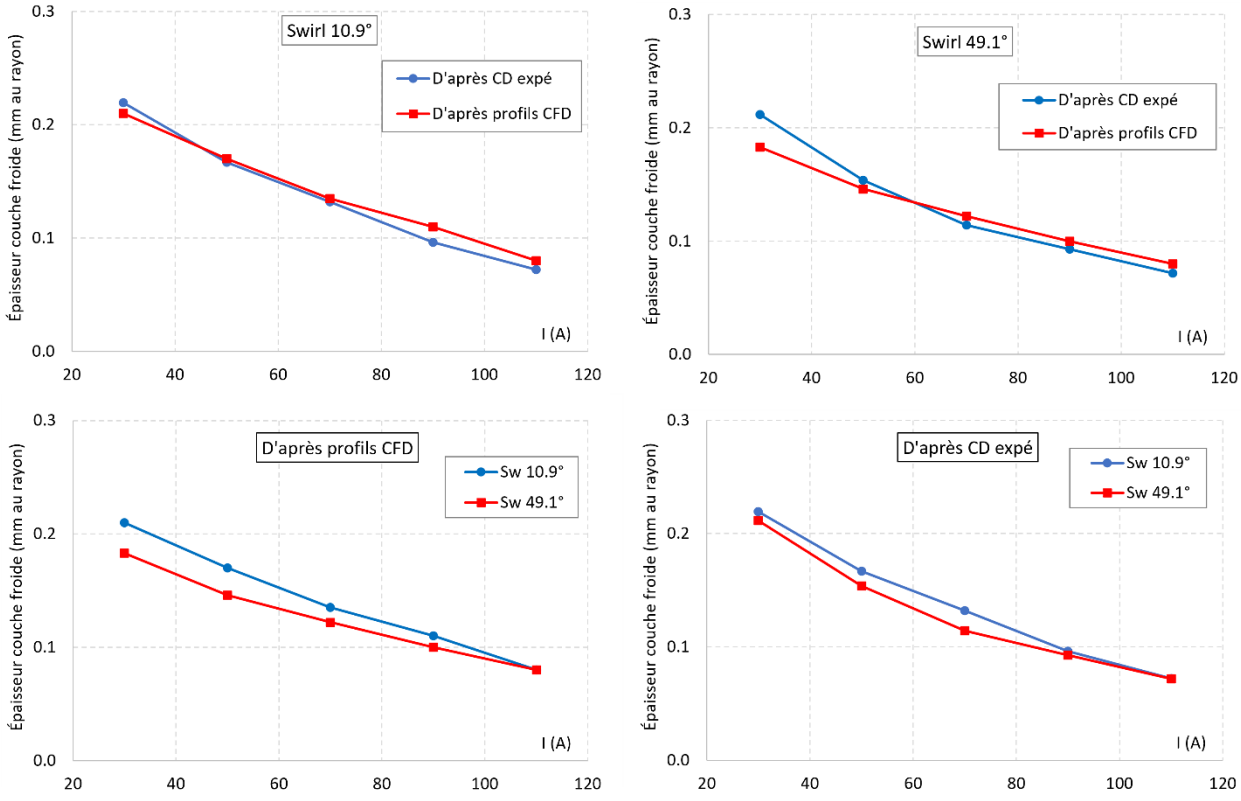


Figure 120 : Épaisseur de couche froide en fonction de l'intensité et de l'angle de swirl θ_{rz}, estimée d'après les CD expérimentaux et d'après les profils CFD - $p_{in} = 7$ bara.

On peut donc faire les observations suivantes :

- Les deux méthodes donnent des valeurs d'épaisseur de couche froide cohérentes, et de tendances similaires.
- La courbure de pente est reproduite dans les profils CFD, traduisant un probable effet physique réel, même si la pente moyenne et la variation de pente avec l'intensité est légèrement plus importante pour les estimations à base expérimentale.
- Expérimentalement et numériquement, les résultats montrent que l'influence du swirl diminue lorsque courant augmente

Sur la Figure 121, on a représenté le pourcentage du débit total passant dans la couche froide, en fonction de l'intensité et de l'angle de swirl θ_{rz}. Il s'agit des valeurs obtenues à partir des profils de quantité de mouvement axiale déterminés numériquement. Pour les intensités les plus faibles, plus de 90% du débit passe dans la couche froide. Cette valeur diminue lorsque le courant augmente, jusqu'à devenir inférieure à 80% pour $I = 110$ A. Pour déterminer l'épaisseur de couche froide à partir des CD expérimentaux, on a fait l'hypothèse que 100% du débit passe dans la couche froide. Cette hypothèse semble donc plutôt valide lorsque le courant est faible, mais elle reste discutable pour les valeurs de densité de courant apparentes élevées, d'autant plus que les résultats numériques surestiment très certainement l'épaisseur de couche froide lorsque le courant augmente.

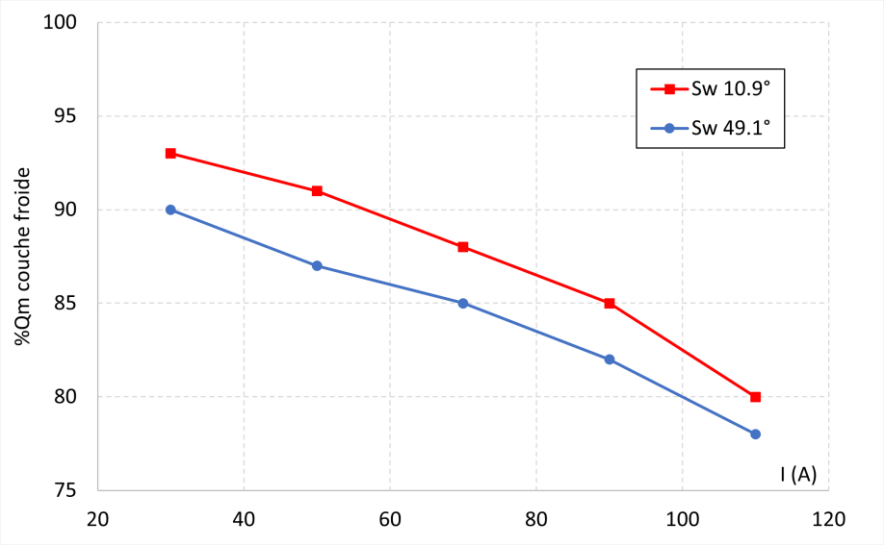


Figure 121 : Fraction du débit total passant dans la couche froide en fonction du courant et de l'angle de swirl θ_{rz} – Obtenu à partir des simulations - $p_{in} = 7$ bara.

5.4. Effet du refroidissement radiatif

Une première piste proposée dans la thèse de N. Godinaud [14] pour expliquer l'écart entre débit expérimental et simulé par CFD est la trop grande simplification du traitement du rayonnement. La méthode du coefficient d'émission nette utilisée dans le solveur numérique permet de facilement estimer les pertes radiatives, sans résoudre l'équation de transfert radiatif dans le domaine de calcul, mais ne permet pas par définition d'estimer les transferts radiatifs entre le cœur de la colonne d'arc et ses bordures. Dans la réalité physique, une partie de l'énergie perdue par rayonnement au cœur de la colonne d'arc est réabsorbée par le plasma, notamment dans la zone « de transition » entre la colonne plasma chaude et la couche froide, ainsi que par les parois de la tuyère. Cependant, la méthode du coefficient d'émission nette ne permet pas de prendre en compte cette réabsorption du rayonnement.

Pierre Freton a comparé dans sa thèse [12], chapitre II.B.4, l'utilisation d'un modèle de rayonnement P1 à 6 bandes spectrales au modèle de pertes radiatives par coefficient d'émission nette sur une

configuration de torche de découpe sous oxygène à 60 A. Il montre que l'effet d'un modèle de transfert radiatif résolu en espace (P1) et incorporant une certaine complexité spectrale (6 bandes), permettant donc de traiter la réabsorption modifie assez peu les résultats :

- la température sur l'axe au col passe de 25200 K avec le coefficient d'émission nette à 24300 K avec le modèle P1
- le débit passe de 3.7 NL/min (émission nette) à 3.57 NL/min (P1), soit une baisse de l'ordre de 3.6%

La colonne d'arc simulée avec une meilleure prise en compte du transfert radiatif est donc légèrement plus froide au centre et légèrement plus large (le débit est plus faible), ce qui soutient l'hypothèse d'un modèle de transfert radiatif insuffisamment précis comme explication d'une part de la surestimation des débits calculés par CFD avec le coefficient d'émission net par rapport aux mesures. Si la tendance obtenue avec le modèle P1 va dans la bonne direction, l'écart de débit et de champ de température entre les deux modèles est cependant trop faible pour expliquer en totalité l'écart mesure/CFD présenté par exemple Figure 99.

Une évaluation complémentaire de l'importance relative des pertes radiatives dans le bilan énergétique global de l'arc est proposée Figure 122, qui montre que les pertes radiatives modélisées par le coefficient d'émission nette représentent de 14% à 27% de la puissance électrique totale de l'arc simulé par CFD entre 30 A et 110 A : une part significative du bilan énergétique macroscopique.

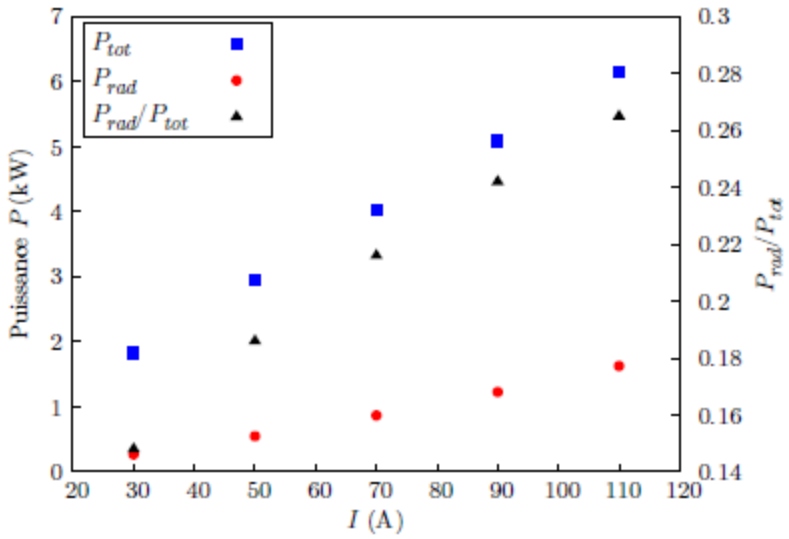


Figure 122 – Exemple de pertes radiatives estimées par la méthode du coefficient d'émission nette en comparaison à la puissance totale de l'arc, fonction de l'intensité, torche alimentée sous O_2 à 7 bara d'après [14].

La démarche utilisée pour estimer la sensibilité des résultats CFD à l'utilisation de la méthode du coefficient d'émission nette sur le débit a été de réaliser une simulation en divisant par deux les valeurs du coefficient d'émission nette. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux de la simulation de référence effectuée avec la valeur tabulée du coefficient d'émission nette. Ces deux simulations ont été effectuées pour une intensité du courant de 70 A et une injection de gaz à une pression de 6 barg. En d'autres termes, comme le modèle CFD sous-estime la diffusion de la chaleur de l'intérieur de la colonne d'arc vers l'extérieur, on cherche à évaluer si une réduction des pertes radiatives d'un facteur 2 permet d'obtenir une colonne d'arc plus large, qui ferait diminuer les débits calculés par CFD d'un ordre de grandeur compatible avec l'écart entre mesure et simulation.

On présente Figure 123 la comparaison des profils radiaux déterminés au niveau du col de la tuyère plasma pour le cas où les valeurs du coefficient d'émission nette ont été divisées par deux ("0.5 EMN"), et pour le cas de référence ("REF").

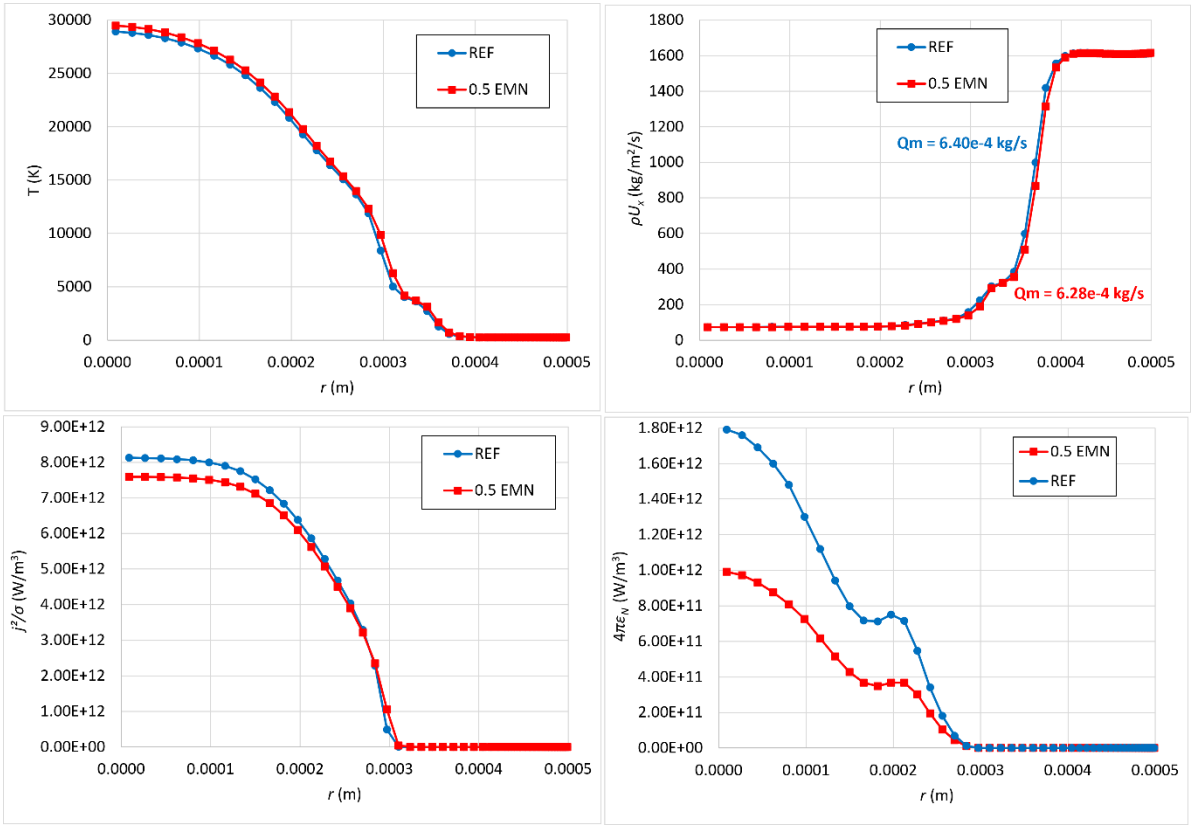


Figure 123 - Comparaison des profils radiaux – Sortie tuyère – Résultat de référence vs. 0.5ϵ_N. En haut à gauche : température ; en haut à droite : quantité de mouvement. En bas à gauche : effet joule volumique ; en bas à droite : pertes radiatives volumiques.

Comme dans le cas de la comparaison avec le modèle P1 dans [12], on constate très peu d'écart entre les profils de température et de quantité de mouvement axiale obtenus pour le cas de référence et le cas où le coefficient d'émission nette a été divisé par deux. Ainsi, les débits massiques obtenus dans les deux cas sont très proches, avec 6.40×10^{-4} kg/s pour le cas de référence et 6.28×10^{-4} kg/s pour le cas 0.5EMN (2% d'écart relatif). Étant donné que l'écart relatif entre le résultat numérique de référence et la valeur du débit obtenue expérimentalement est de l'ordre à 25%, l'imprécision du modèle de rayonnement par la méthode du coefficient d'émission nette ne semble donc pas être la source de l'écart entre débit calculé par CFD et mesuré, bien que la direction de la correction soit la bonne. Il semble que la valeur du coefficient d'émission nette n'ait d'influence que sur la température au cœur de l'arc, et encore de manière très amortie (+500 K sur l'axe) par rapport à la variation d'un facteur 2 imposée au coefficient d'émission nette.

L'étude menée sur la sensibilité aux paramètres du modèle de coefficient d'émission nette sur notre plage de paramètres montre :

- que les pertes radiatives correspondent au maximum à ~25 % du bilan énergétique global de l'arc à 110 A sous 7 bara
- que l'équilibre entre pertes radiatives et pertes conductives au cœur de l'arc se déplace dynamiquement si on modifie le coefficient d'émission nette sans modifier de manière importante le diamètre d'arc, ni les températures au cœur de la colonne.

Nous montrerons ultérieurement section 5.6.9 que les pertes radiatives peuvent atteindre des niveaux relativement supérieurs à intensité et pression plus élevée. Cependant, le mécanisme de déplacement du bilan d'énergie et le faible déplacement du rayon d'arc observé dans ces études de sensibilité montrent que l'approximation faite sur les pertes radiatives n'explique pas l'écart de débit entre CFD et expérience, et par ailleurs que ces pertes radiatives ne sont pas un déterminant de premier ordre du rayon d'arc et de la constriction.

5.5. Etude de la diffusion radiale de chaleur

5.5.1. Sensibilité à la conductivité thermique

Un des mécanismes fondamentaux de la constriction décrit dans la littérature est l'augmentation du refroidissement conducto-convectif de la colonne d'arc par son environnement froid. Les arcs des torches en écoulement dans une tuyère (convection forcée) ou les arcs stabilisés par parois (conduction forcée) sont ainsi plus constrictés que les arcs libres en convection naturelle. E. Pfender explique ainsi dans [68] que le refroidissement convectif augmente le champ électrique dans l'arc en raison du débit plus important de gaz frais à ioniser.

Une des premières études CFD proposée par Gonzalez-Aguilar [132] analyse la structure de l'écoulement dans une torche de coupage à l'air avec les modèles classiques décrits en section 4.2. Celui-ci indique que c'est le refroidissement par convection en régime forcé de la colonne d'arc par l'écoulement supersonique qui constricte le plasma, par opposition aux arcs à faible vitesse d'écoulement où le profil de densité de puissance est aussi déterminé par l'équilibre entre rayonnement et pertes par conduction (ou convection en régime naturel), mais avec des flux de chaleur plus faibles.

Pour étudier le rôle des transferts de chaleur sur la constriction, on mène une étude de sensibilité testant l'influence de la conductivité thermique, le rayon d'arc et le débit dans la tuyère. On cherche par la même occasion à expliquer la différence observée entre les débits expérimentaux et ceux calculés par CFD.

Dans cet objectif, un calcul a été réalisé en multipliant par 2 les valeurs de conductivité thermique dans l'ensemble du domaine de calcul, et les résultats ont été comparés à ceux du cas de référence.

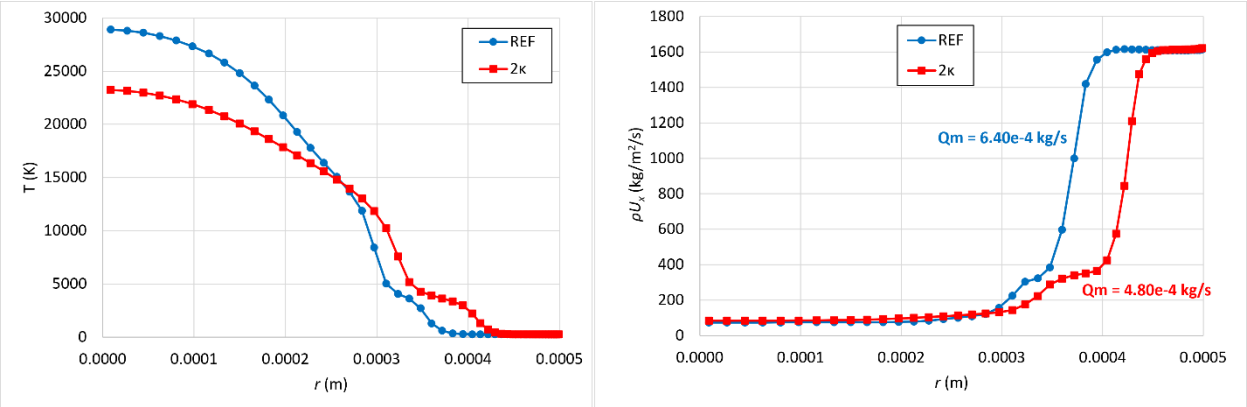


Figure 124 - Comparaison des profils radiaux au col de la tuyère - Résultat de référence vs. 2κ. Tuyère 70 A sous oxygène à 6 barg.

Les profils de température et de quantité de mouvement du cas de référence et du cas à conductivité doublée « 2κ » sont présentés Figure 124. On y observe que la diffusion thermique a un impact significatif sur les profils de température et de quantité de mouvement dans le canal de tuyère (rayon d'arc), avec un débit diminuant de 6.40×10^{-4} kg/s pour le cas de référence à 4.80×10^{-4} kg/s pour le cas 2κ, soit un écart relatif de 25%, qui est de l'ordre de grandeur des écarts observés entre calcul de référence et simulations CFD. L'arc avec une conductivité thermique double est 5000 K moins chaud au cœur et son rayon est environ 0.05 mm plus large (+15%).

Suivant cette piste prometteuse, nous avons cherché à comprendre Figure 125 l'équilibre entre les termes de l'équation de l'énergie au col de la tuyère.

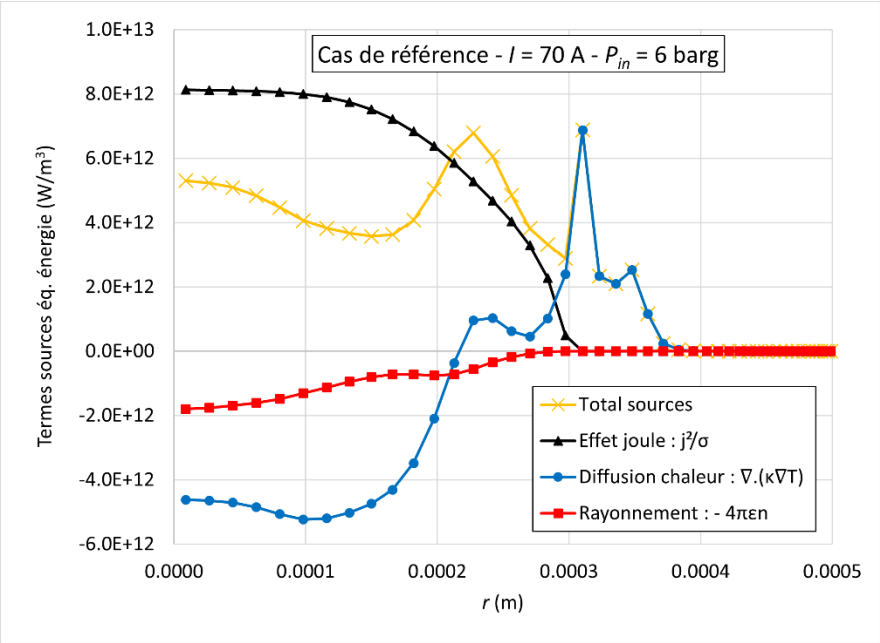


Figure 125 - Comparaison des profils radiaux de différents termes sources volumiques de l'équation de conservation de l'énergie au col (cas de référence 70 A, 6 barg).

La Figure 125 compare, pour le cas de référence, les profils radiaux au col de la tuyère correspondant aux différents termes sources de l'équation de conservation de l'énergie : effet joule, rayonnement et diffusion thermique. On rappelle que la diffusion de la chaleur est entièrement implicitée dans le solver HLLC utilisé, c'est-à-dire que l'équation de Poisson pour la diffusion de la chaleur est calculée à part (découplée) sur un champ de température statique et traitée ensuite comme un terme source de l'équation de l'énergie dans le solver HLLC explicite (couplé).

On constate tout d'abord que le terme source correspondant au rayonnement est celui ayant les valeurs absolues les plus faibles tout au long du profil radial. Cela appuie de nouveau le fait que le rayonnement ne semble pas avoir d'influence majeure sur la structure de l'écoulement dans le canal de tuyère, à cette intensité et pression. Concernant le terme source qui correspond à la diffusion thermique, on remarque que ses valeurs sont bien supérieures à celles du rayonnement. La diffusion thermique semble donc être le principal effet contrebalançant la chauffe par effet joule, et définissant la structure radiale de la colonne d'arc. On peut de plus remarquer que la diffusion de chaleur refroidit la zone la plus chaude du plasma (terme source négatif pour $0 < r < 0.22$ mm) et réchauffe la zone de transition ($0.22 < r < 0.4$ mm) : le cœur du plasma chauffe les zones annulaires par conduction, qui sont non seulement plus froides mais aussi le siège des réactions endothermiques de dissociation et de première ionisation.

5.5.2. Hypothèse d'écart à l'équilibre aux franges de la colonne

Dans la zone de transition, le terme source largement dominant est celui correspondant à la diffusion thermique et les termes source associés à l'effet joule et au rayonnement sont quasiment nuls. Cette zone est aussi le siège des plus forts gradients de température, entre 8000 K et l'ambiante, et donc la frange où le milieu est le plus susceptible de s'éloigner de l'équilibre thermodynamique local (ETL), et/ou de présenter des phénomènes de diffusion de la chaleur et des espèces non pris en compte dans le modèle, par exemple de la diffusion ambipolaire dans un gradient de densité électronique, ou une sous-estimation de la densité et de la température électronique ayant un effet sur le calcul de la conductivité thermique.

On a donc cherché à déterminer si une erreur locale dans l'estimation de la valeur de conductivité thermique κ dans cette zone, par exemple en raison d'un écart à l'ETL, pouvait avoir un effet

important sur la largeur de couche froide obtenue, et donc sur la valeur du débit. On a ainsi réalisé un calcul CFD en modifiant les valeurs de conductivité thermique uniquement dans la zone de transition, plus spécifiquement au niveau du pic de dissociation de la molécule O_2. Pour cela, on a directement changé les valeurs dans les tables de conductivité thermique utilisées pour la simulation, comme illustré sur la Figure 126. Quant aux profils radiaux obtenus dans le cas de cette simulation avec les valeurs de conductivité modifiées dans la zone de transition, ces derniers sont représentés sur la Figure 127.

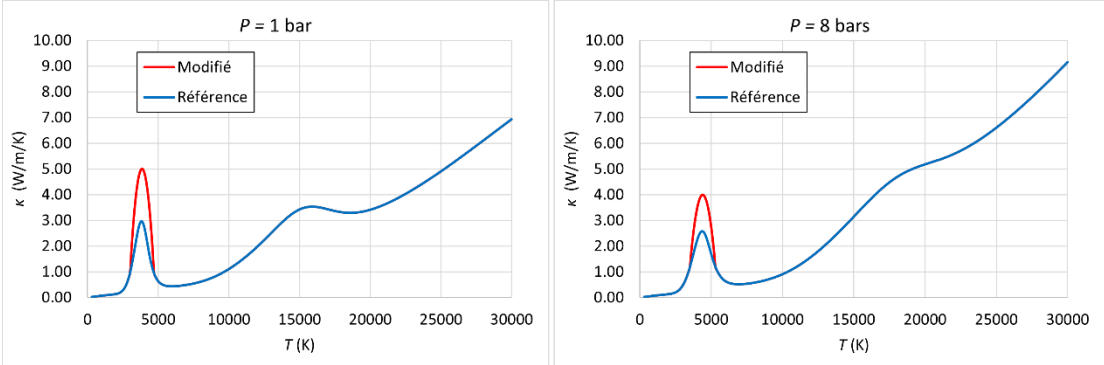


Figure 126 - Comparaison entre les tables de conductivités modifiées et les tables de référence, à 1 et 8 bara

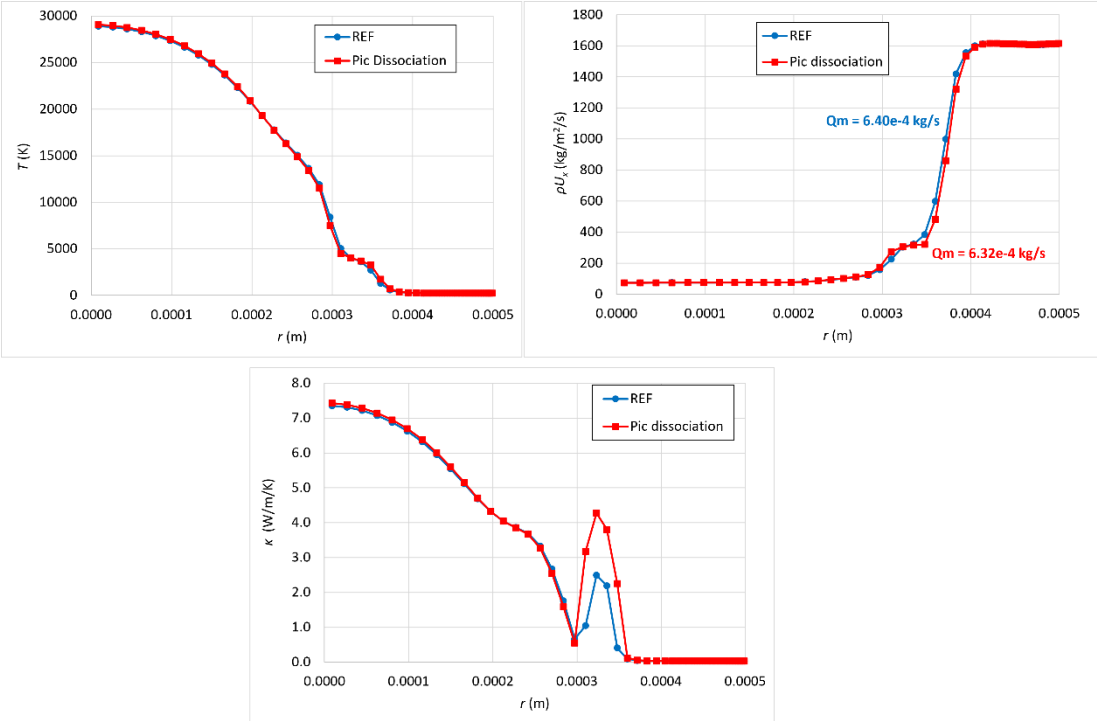


Figure 127 - Profils radiaux obtenus dans le cas de la simulation avec les valeurs de κ modifiées dans le pic de dissociation

Peu de différences par rapport au cas de référence sont observables avec les profils obtenus dans ce dernier cas, avec une diminution relative du débit d'environ 1%. Ainsi, une erreur locale sur la diffusion thermique dans la zone de dissociation n'a pas d'effet majeur sur l'épaisseur de couche froide simulée et donc sur le débit.

L'étude détaillée de la diffusion de la chaleur à la frange de l'arc montre l'importance du raffinement du maillage radial dans cette zone de dissociation et d'ionisation. Le maillage est ainsi probablement à la limite du nécessaire sur la Figure 127 où on voit que le nombre de cellules (les marques sur la

courbe) est peu dense au niveau des extremums locaux de conductivité thermique. Nous commenterons à nouveau ce point en section 5.6.13 p209.

5.5.3. Conclusions et hypothèse de turbulence

La comparaison des profils radiaux des différents termes source et puits de chaleur dans la colonne d'arc, et les résultats des calculs avec une conductivité thermique multipliée par deux montrent que la diffusion thermique a un impact déterminant sur les profils de température et de quantité de mouvement, et donc sur les valeurs de débits obtenues. Cet effet est le seul significatif alors que les autres études de sensibilité menées sur le maillage radial, le modèle de rayonnement, les conditions aux limites pariétales, sont sans influence majeure.

La surestimation des débits dans les simulations CFD par rapport aux mesures, c'est-à-dire une surestimation de la constriction, pourrait donc s'expliquer par une sous-estimation par le modèle de la diffusion radiale de la chaleur. Quelle pourrait en être la cause ?

Comme une modification de la conductivité thermique seulement localement aux franges de l'arc n'a que peu d'influence, il semble que l'hypothèse d'une erreur sur la conductivité en raison d'écart à l'équilibre à cet endroit soit écartée. La sous-estimation de la diffusion de chaleur doit avoir lieu sur tout le rayon de la colonne plasma pour que celle-ci soit déterminante pour la constriction.

L'hypothèse d'équilibre thermodynamique local au cœur de l'arc est très robuste, et les calculs de composition et de conductivité thermique qui en découlent, et dont sont tirés les tables utilisées pour la CFD, font l'objet de consensus et de vérifications croisées de la communauté scientifique des plasmas thermiques depuis plusieurs dizaines d'années déjà. Il n'y a donc *a priori* pas de raison de remettre en cause la précision des tables de conductivité thermique à l'équilibre.

Il reste possible que l'écart entre mesures et calcul CFD sur le débit (la constriction) soit le fruit de la somme de toutes les imperfections de modélisation cumulées, dont les effets sont isolément faibles mais dont la somme serait perceptible s'ils vont tous dans la même direction de sous-estimation de la diffusion radiale de la chaleur.

L'hypothèse que nous privilégions pour expliquer l'écart entre CFD et expérience sur le débit et la constriction est l'effet d'une nature turbulente de l'écoulement, qui augmenterait la diffusion radiale de la chaleur. Beaucoup des jets de plasma d'arc étudiés dans la littérature sont en effet turbulents, ou tout du moins transitionnent vers la turbulence dans leur partie aval.

L'obtention de jets plasmas demeurant en régime laminaire sur de grandes longueurs (relativement au diamètre initial) est plutôt l'exception, et un sujet d'étude actif. Par exemple dans [231] ou [232], les auteurs présentent l'influence de l'augmentation du débit dans une torche plasma soufflée, qui déclenche la transition du régime laminaire vers le régime turbulent dans lequel le jet de plasma soufflé (visible sur les images) est beaucoup plus court. Les courbes à droite sur la Figure 128 présentent de la même manière des mesures de longueur de jet visible en fonction du débit, mettant en évidence les plages de fonctionnement en régime laminaire et turbulent, séparées par une zone de transition plus ou moins étendue. Ainsi, l'augmentation de la vitesse du gaz plasmagène favorise classiquement la transition vers la turbulence, et les jets de plasma d'arc laminaires sont rares dans l'industrie, sauf à rechercher spécifiquement ce régime de fonctionnement à une faible vitesse de gaz plasmagène, *i.e.* souvent subsonique.

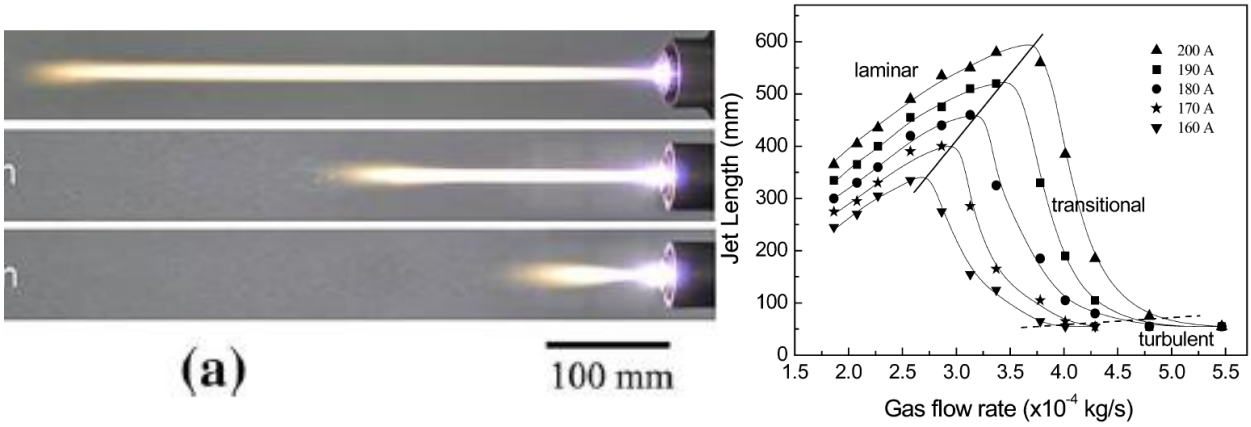


Figure 128 – A gauche : exemple de transition laminaire-turbulent avec l'augmentation du débit de haut en bas [8.5, 11.5, 15 L/min] pour une torche soufflée, gaz plasmagène 70% N2- 30% Ar, 160A, d'après [231] . A droite, variation de la longueur du jet visible en sortie de torches plasma soufflées selon le débit et l'intensité, gaz plasmagène argon, d'après [232].

Zhukov propose dans son livre [135] une section de 20 pages sur la turbulence dans les torches plasma soufflées, avec par exemple des visualisations pionnières de la transition entre le régime laminaire en début de canal de tuyère, et la turbulence établie en sortie de tuyère cylindrique, qui sont présentées Figure 129 ci-dessous.

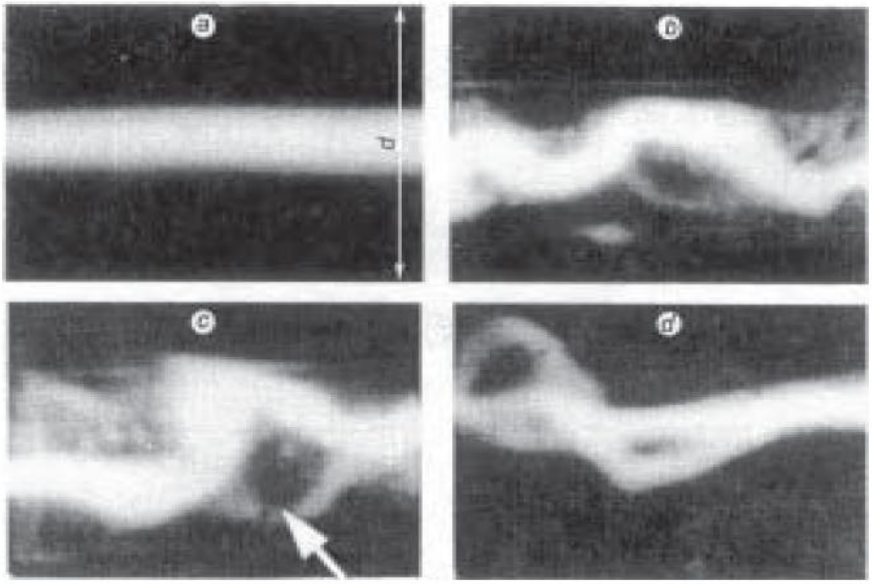


Figure 129 – Transition vers la turbulence de l'amont (a) vers l'aval (b, c, d) au sein du canal cylindrique de sortie d'une torche à plasma d'air soufflée, d'après Zhukov [135], p24.

En ce qui concerne les torches de découpe plasma, à arc transféré, le jet libre à leur sortie est clairement turbulent, comme les visualisations strioscopiques réalisées par l'auteur en collaboration avec le laboratoire EM2C le montrent, Figure 130 ci-dessous.

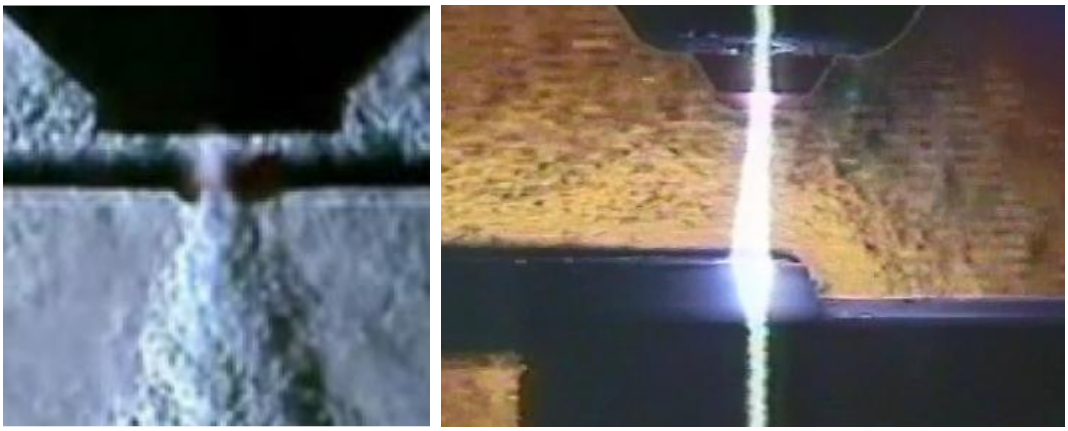


Figure 130 – Imagerie Schlieren de torches plasma en situation de coupe sur tôle. A gauche d'après [114] , à droite d'après Camy-Peyret & al [11].

On a aussi montré l'importance de la turbulence sur l'entraînement du milieu ambiant par le jet plasma libre, comme présenté dans les simulations CFD de Pierre Freton [10] ci-dessous.

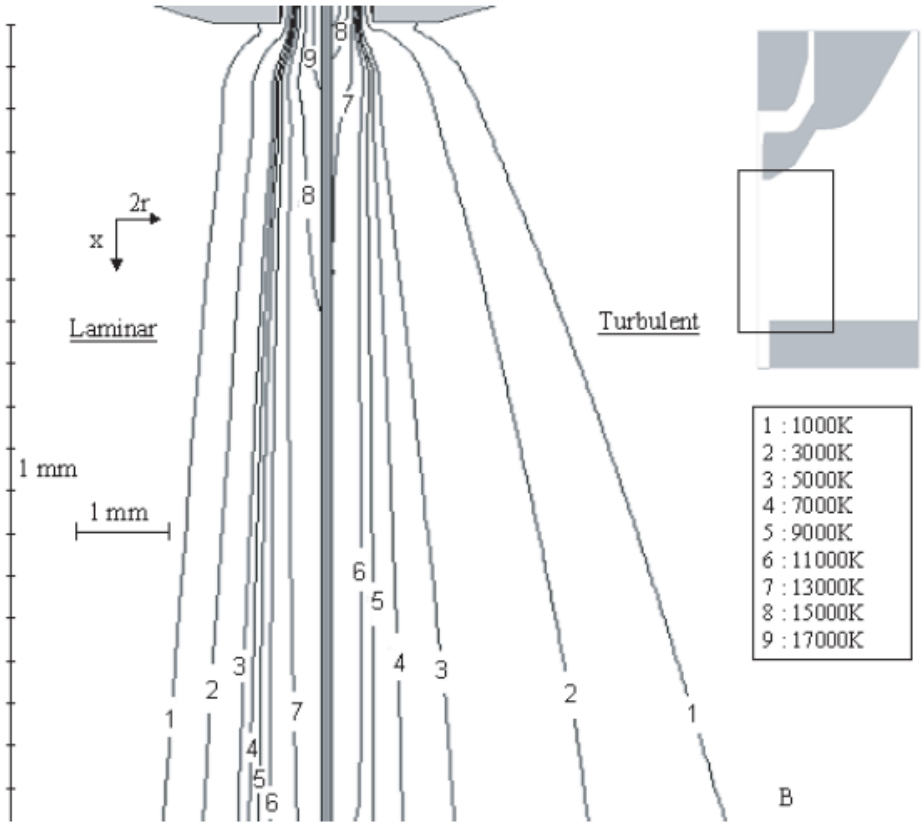


Figure 131 –Champ de température simulé dans le jet libre d'une torche plasma oxygène à 60 A (diamètre de tuyère 1mm). Comparaison laminaire (à gauche) vs. modèle turbulent RANS à longueur de mélange (à droite), d'après Freton & al [10] .

Dans ces travaux [10], la diffusion turbulente a été modélisée par une approche RANS à une équation dont les coefficients (longueur de mélange, nombre de Prandtl et nombre de Schmitt turbulent) ont été calibrés sur la diffusion des profils radiaux de température et d'espèces obtenus par spectroscopie atomique d'émission, ainsi que présenté en section et 4.5.2, Figure 98.

A l'intérieur de la tuyère en revanche, aucune information expérimentale caractérisant la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement n'est disponible dans la littérature ouverte.

Trois sources de turbulence, schématisées Figure 132, sont identifiables *a priori* :

- la turbulence injectée, c'est-à-dire celle générée en amont et transportée par l'écoulement qui entre dans la chambre d'arc
- la turbulence de cisaillement générée dans la tuyère :
    - au contact visqueux à vitesse nulle de la paroi de la tuyère : la couche limite pariétale
    - au niveau de la couche de cisaillement entre la colonne d'arc et la couche froide : la couche de cisaillement plasma

Dans le cas des injections à vortex intense (nombre de swirl élevé), le cisaillement tangentiel moyen est une quatrième source potentielle de turbulence.

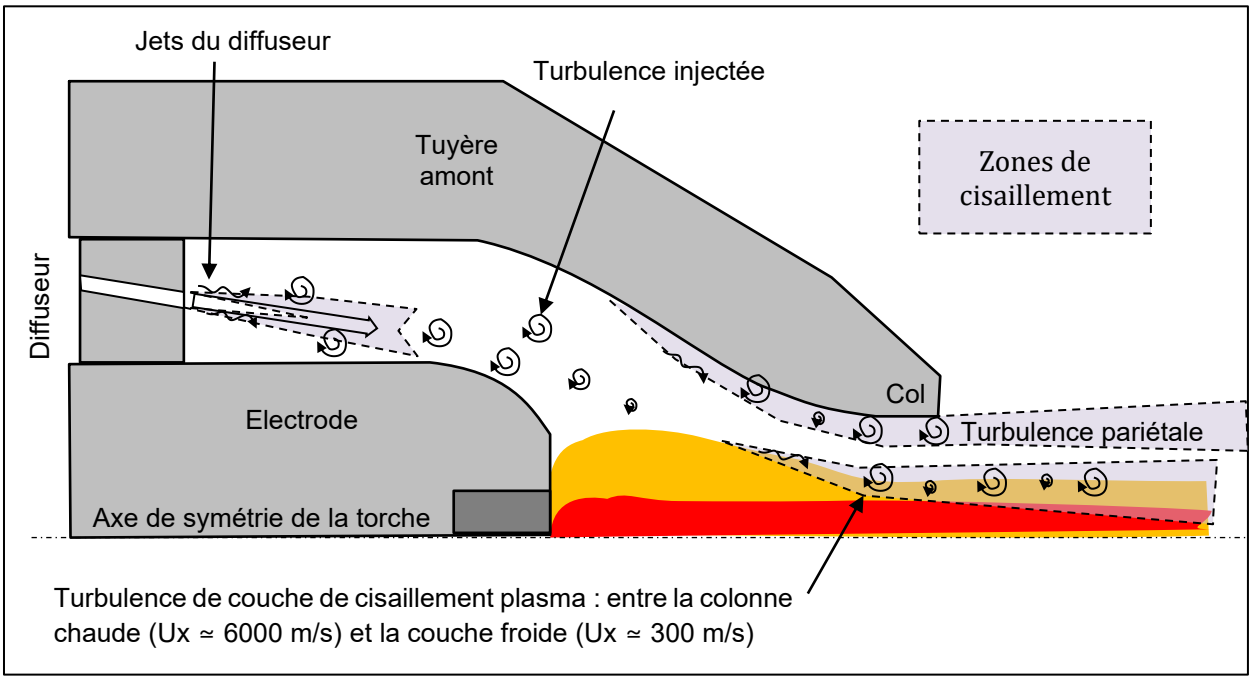


Figure 132 – Localisation illustrative des trois sources potentielles de turbulence dans les couches principales de cisaillement (hors vortex), depuis le diffuseur jusqu'au col de sortie de la tuyère plasma.

La turbulence injectée dépend de la géométrie des conduites d'alimentation de la torche, et en particulier du diffuseur situé en amont de la chambre d'arc. Les diffuseurs de gaz utilisés industriellement ont pour la plupart une architecture avec des trous d'injection, au débouché desquels s'établissent des jets qui diffusent leur quantité de mouvement à quelques longueurs de diamètre hydraulique de l'entrée de la chambre d'arc. Dans la plupart des diffuseurs étudiés, l'écoulement froid dans les trous des diffuseurs est turbulent ou a minima transitionnel, caractérisé par un nombre de Reynolds généralement très supérieur à 2000. Le jet froid qui se développe à leur sortie est donc aussi turbulent. Il y a ainsi injection dans la chambre d'arc d'une turbulence issue du diffuseur, plus ou moins intense selon son taux de décroissance depuis les jets générateurs en fonction de leur éloignement du plasma, du diamètre hydraulique, ou de la taille d'un éventuel plenum de tranquillisation avant l'entrée dans la chambre d'arc.

Pour évaluer cet effet, nous avons conçu une torche avec alimentation laminaire de la chambre d'arc:

- Diffuseur à léger vortex à canaux de diamètre hydraulique submillimétrique, Figure 133 ci-dessous, calculés pour assurer un nombre de Reynolds [202] de canal inférieur à 1000 sur une longueur de plus de 15 diamètres hydrauliques, garantissant une laminarisation de l'écoulement dans les canaux du diffuseur,
- Sortie du diffuseur avec épaisseur du bord de fuite inter-canaux le plus étroit possible, pour éviter la création de zones de recirculation et d'instabilités générant un sillage turbulent derrière le bord de fuite,

- Canal annulaire entre la sortie du diffuseur et la chambre d'arc dimensionné aussi pour un nombre de Reynolds inférieur à 1000 sur une longueur supérieure à 15 fois le diamètre hydraulique.

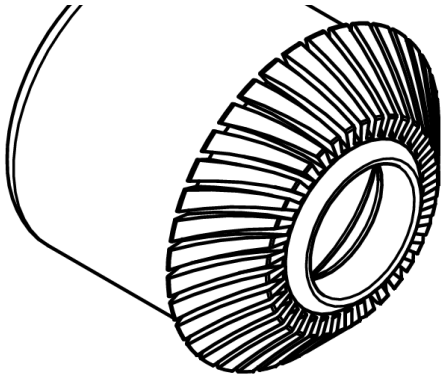


Figure 133 – Diffuseur vortex à canaux laminaires

Les essais avec cette injection laminarisée ont montré une augmentation du débit à chaud dans la tuyère de l'ordre de 2% à 5% toutes choses égales par ailleurs en comparaison à une injection non maitrisée du point de vue de la turbulence, c'est à dire dont l'écoulement était turbulent au moins dans les canaux du diffuseur. Ce résultat, quoique macroscopique et préliminaire, est un premier indice soutenant l'hypothèse du rôle de la turbulence sur la constriction. Au-delà de son rôle direct sur l'intensification de la diffusion de la chaleur, la turbulence injectée a aussi un rôle d'ensemencement en fluctuations turbulentes des couches de cisaillement situées en aval, à la paroi et à la frontière de l'arc. Celles-ci vont plus rapidement transitionner vers la turbulence, alors qu'elles ne le font qu'à mesure du développement d'instabilités de cisaillement de type Kelvin-Helmoltz [203], et de Tollmien–Schlichting [206] dans la couche pariétale, si l'injection est laminaire.

Pour illustrer la couche de cisaillement entre la colonne d'arc et la couche froide, on trace Figure 134 le profil radial du taux de cisaillement principal $\frac{dU_x}{dr}$ au col de la tuyère pour un cas représentatif : 70 A, tuyère de diamètre 1 mm sous 5 bara (condition limite de paroi glissante).

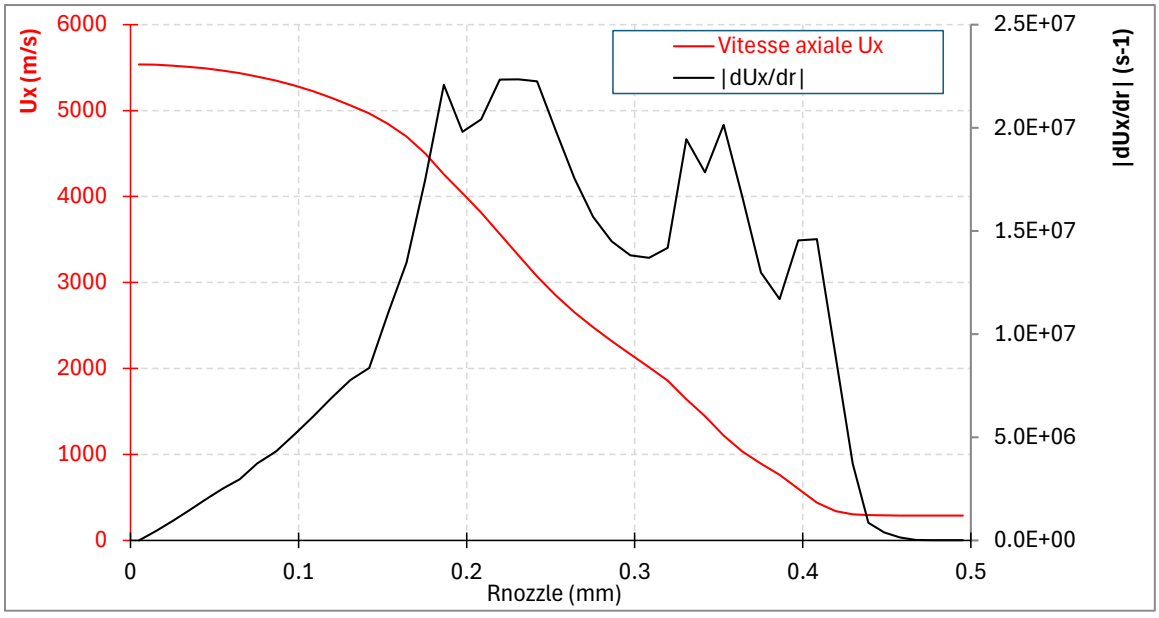


Figure 134 – Profil de vitesse axiale (en rouge, axe de gauche) et taux de cisaillement au col (en noir axe de droite) en fonction du rayon au col d'une tuyère plasma oxygène (70 A, diamètre 1mm, Pi = 5 bara). Vitesse glissante à la paroi.

Le taux cisaillement sur l'axe est nul par définition, celui dans la couche froide aussi, et le cisaillement pariétal est nul pour ce calcul précis en raison de la condition limite de glissement imposée. On observe un taux de cisaillement de l'ordre de 10^7 s^{-1}, qui s'étend sur environ la moitié du rayon d'arc. Cette couche de cisaillement est aussi située dans le gradient de masse volumique et de température le plus raide, et dans la zone réactionnelle de dissociation et d'ionisation, ce qui ne permet pas *a priori* d'utiliser les analyses adimensionnelles habituellement utilisées pour les couches de cisaillement plus simples.

Avec une condition limite de vitesse nulle à la paroi, le taux de cisaillement en paroi a été estimé à partir de l'épaisseur de sous-couche laminaire de 1/100 mm observée avec un maillage pariétal fin en section 5.2.2, Figure 107. Le taux de cisaillement moyen dans la couche limite calculé à partir de la vitesse externe dans la couche froide (la vitesse du son) est de10^7 s^{-1}, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que dans la couche de cisaillement du plasma.

On évalue le nombre de Reynolds en conduite, ou Reynolds radial Re_D basé sur la vitesse de débit U_D et le diamètre de la tuyère D_n comme longueur caractéristique.

$$Re_D = \frac{\rho U_D D_n}{\mu}$$

Équation 28 – Nombre de Reynolds

Avec ρ la masse volumique et μ la viscosité dynamique du fluide.

Ce nombre de Reynolds en conduite Re_D détermine le seuil de transition pour les écoulements en conduite pleinement développés, de profils radiaux auto-similaires dans une conduite de diamètre constant, c'est à dire loin des bords d'attaque et des variations de section. Ce n'est pas le cas dans notre écoulement où les deux couches de cisaillement :

- Sont « jeunes », s'étant développées au fur et à mesure de la progression vers l'aval sur une longueur courte par rapport au diamètre au col de la tuyère, typiquement 2 à 6 diamètres industriellement,
- Voient leur développement transversal comprimé par la réduction de section lors de l'accélération et de la détente dans le convergent. Le gradient de pression dans la direction de l'écoulement est intense et négatif, à l'opposé des situations à gradient de pression adverse ou en jet libre favorisant l'épaississement et le décollement des couches limites et de cisaillement.

On est donc loin d'une situation de développement des couches de cisaillement de manière libre transversalement et sur une grande distance longitudinale, et l'évaluation du nombre de Reynolds en conduite Re_D ne nous permet de répondre qu'à une question hypothétique : si le col de la tuyère était assez long par rapport à son diamètre, typiquement L/D > 15, alors la nature turbulente ou laminaire serait déterminée par Re_D > 2000 environ.

Pour évaluer la probabilité de transition de la couche limite pariétale froide, Re_D est calculé à partir des conditions soniques au col, obtenues pour un écoulement isentropique de gaz parfait d'après les relations introduites en section 5.3.3.

Le Tableau 22 ci-dessous montre que pour 3 diamètres de tuyère représentatifs et deux pressions génératrices, Re_D est clairement turbulent, voire à « grand Reynolds » (supérieur à 10^5). Dit autrement, le cisaillement pariétal est générateur de fluctuations turbulentes, et un écoulement à froid (sans arc) dans un col suffisamment long pour permettre à ces fluctuations de se propager serait turbulent sur toute la largeur de section.

P_i	ρ^*	Vitesse U_D (Ma = 1)	D_n	Re_D
bara	kg/m³	m/s	mm	-
5	4.09	298	0.7	42679
5	4.09	298	1	60970
5	4.09	298	1.5	91456
11	9.01	298	0.7	93894
11	9.01	298	1	134135
11	9.01	298	1.5	201202

Tableau 22 -Nombre de Reynolds de conduite et de jet pour la couche froide. Oxygène considéré comme un gaz parfait de propriétés r= 257 J kg^{-1} K^{-1}, C_p = 979 J kg^{-1} K^{-1}, γ= 1.36 μ = 2.10^{-5}, conditions génératrices T_i = 300 K et P_i 5 et 11 bara.

Ce résultat est cohérent avec la caractérisation expérimentale de la turbulence de jet libre observée décrite précédemment, le nombre de Reynolds de conduite étant aussi le nombre de Reynolds de jet (la couche de cisaillement est alors celle de la couche froide avec le milieu ambiant). Cependant, l'écrasement de la couche limite et l'étirement des tourbillons dans l'écoulement en accélération du convergent ne permet pas de conclure pour des longueurs de tuyères courtes sur la distance transversale à la paroi sur laquelle les fluctuations turbulentes se propagent. Il reste impossible sur cette seule base de savoir si toute la couche froide est turbulente ou bien si la turbulence reste confinée sur une fine couche limite pariétale sans atteindre la colonne d'arc. La question se pose d'ailleurs de savoir si l'écrasement de la couche limite dans un convergent aussi court permet l'existence même d'une couche turbulente se développant entre la couche froide et la sous-couche visqueuse de l'ordre du centième de millimètre de mm d'épaisseur décrite Figure 107. En d'autres termes, cette analyse adimensionnelle simple ne permet pas de conclure sur la génération ou non de turbulence à la paroi, et *a fortiori* sur sa propagation jusqu'au rayon d'arc auquel cas elle pourrait jouer un rôle sur l'augmentation de la diffusion radiale de la chaleur.

Dans la colonne d'arc chaude, une difficulté supplémentaire réside dans l'évolution de la viscosité, de la masse volumique, et de la vitesse de débit avec la température.

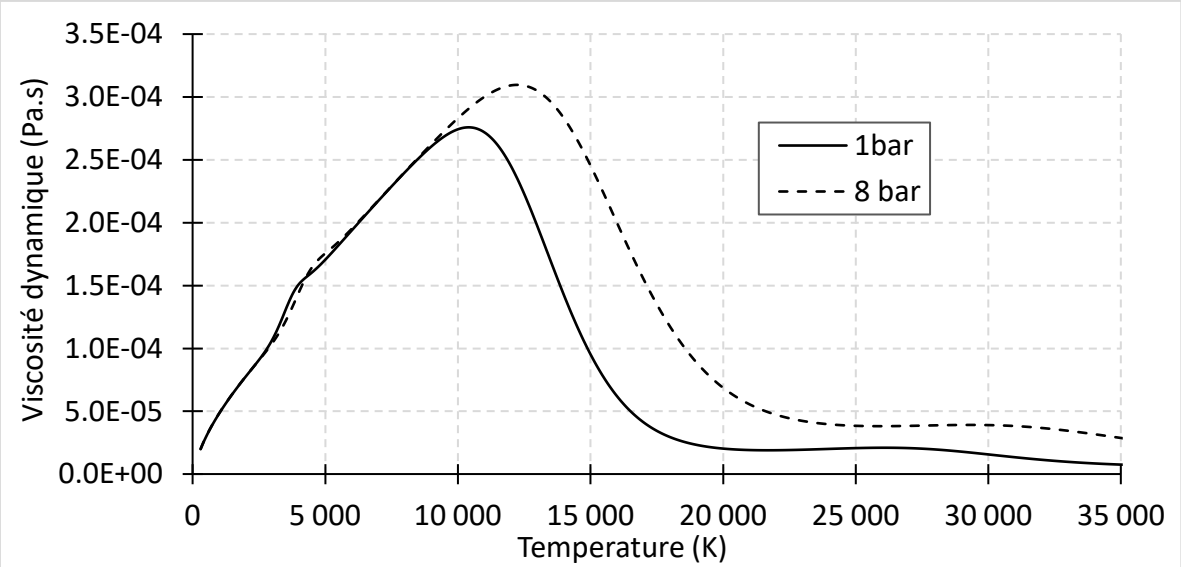


Figure 135 – Evolution en température d'un plasma thermique d'oxygène à 1 bar et 8 bar. Données laboratoire LAPLACE.

La viscosité dynamique μ des plasmas thermiques peut varier d'un facteur 10 avec la température, comme présenté Figure 86 pour différents gaz industriels. La viscosité du plasma d'oxygène à 1 bar passe ainsi Figure 135 de 2.10^{-5} Pa s à 300 K à un pic autour de 2.7 10^{-4} Pa s vers 11000 K, avant de revenir à des valeurs proches de celle du gaz à température ambiante au-delà de 20000 K. L'effet de la pression est moins marqué mais décale et augmente le pic de viscosité. Le plasma « tiède » (11000

K) est donc environ 10 fois plus visqueux que le gaz froid et que le plasma « plus chaud » à 20000 K et au-delà.

On choisit Tableau 23 d'évaluer le nombre de Reynolds en conduite Re_D du plasma pour deux températures représentatives de la section d'arc, auxquelles on utilise les conditions soniques pour la masse volumique au col (à la pression au col) et la vitesse du son. La première température de 11000 K correspond au pic de viscosité, et la température de 24000 K correspond à une composition fortement ionisée ou la viscosité a retrouvé l'ordre de grandeur de celle du gaz froid. La grandeur transversale caractéristique est toujours le diamètre de la tuyère.

	Pi	ρ^*	Vitesse U_D (Ma = 1)	μ	D	Re_D
	bara	kg/m^3	m/s	Pa s	mm	sans dimension
Zone « tiède » T* = 11000 K au pic de viscosité laminaire	5	0.103	2570	3.7E-04	0.7	500
	5	0.103	2570	3.7E-04	1	714
	5	0.103	2570	3.7E-04	1.5	1070
	11	0.226	2570	3.7E-04	0.7	1099
	11	0.226	2570	3.7E-04	1	1570
	11	0.226	2570	3.7E-04	1.5	2355
Cœur de colonne d'arc T* = 24000 K	5	0.046	5438	3.0E-05	0.7	5783
	5	0.046	5438	3.0E-05	1	8262
	5	0.046	5438	3.0E-05	1.5	12392
	11	0.100	5438	3.0E-05	0.7	12723
	11	0.100	5438	3.0E-05	1	18176
	11	0.100	5438	3.0E-05	1.5	27263

Tableau 23 - Nombre de Reynolds de conduite et de jet pour le plasma à 10000 K et 24000 K, conditions génératrices T_i = 300 K et P_i 5 et 11 bara.

D'après les critères de transition classiques pour les conduites ($Re_{Dtransition} \simeq 2000$), les nombres de Reynolds obtenus Tableau 23 sont laminaires à transitionnels dans la zone tiède, et transitionnels à turbulents pour le cœur de la colonne d'arc. Cependant, la nature très anisotherme, à fort gradient de masse volumique, et réactionnelle, de ces couches de cisaillement ne permet pas de justifier de l'utilisation de seuils de transition classiques pour les conduites isothermes. Comme par ailleurs la couche de cisaillement considérée n'est pas développée, loin d'être pure (il y a une ingestion radiale de gaz frais dans la colonne d'arc), et comprimée, nous pensons qu'il est imprudent de proposer une catégorisation de la nature laminaire ou turbulente de la couche de cisaillement sur la seule base de cette analyse dimensionnelle.

Pour illustrer la complexité à prescrire la nature de l'écoulement à partir de l'analyse dimensionnelle, on trace les nombres de Reynolds en fonction du rayon adimensionalisé par le rayon de la tuyère pour deux cas de calcul CFD. Les nombres de Reynolds sont calculés pour les propriétés locales de l'écoulement : masse volumique, vitesse et pour deux longueurs caractéristiques :

- Reynolds de conduite basé Re_D sur le diamètre de la tuyère D,
- Reynolds de couche limite pariétale Re_δ basé sur la distance à la paroi δ. Pour les calculs CFD considérés, la condition limite pariétale était de glissement, de sorte qu'il représenterait un nombre de Reynolds de couche limite basé sur la vitesse extérieure et l'épaisseur de couche limite.

Les cas de calcul CFD ont été choisis aux pressions génératrices (5 et 11 bara) et intensités (30 et 300 A) extrêmes du plan de calcul.

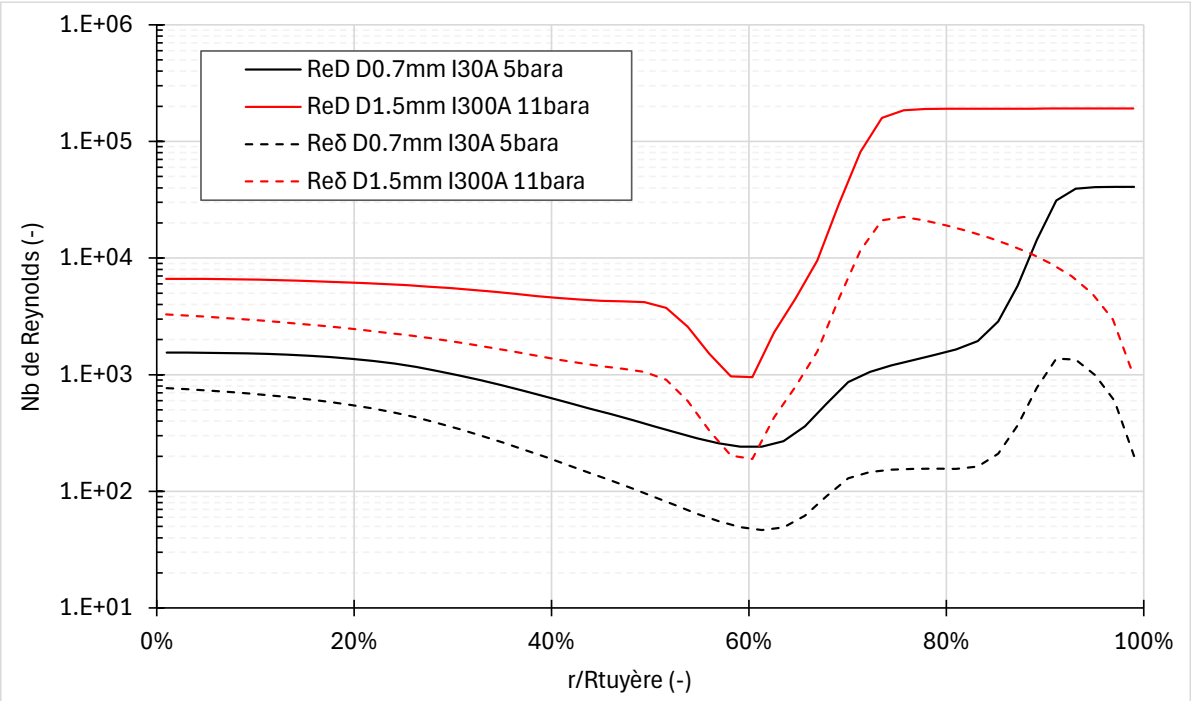


Figure 136 - Profils radiaux au col de nombre de Reynolds de Conduite (Re_D) et pariétal (Re_δ) basé sur les propriétés locales de l'écoulement, pour deux cas de calcul CFD.

Les courbes Figure 136 de Reynolds de conduite Re_D, calculées pour une longueur caractéristique constante, évoluent sur deux décades de nombre de Reynolds, dans une plage transitionnelle si on se réfère à la théorie classique. On observe un minimum à bas Reynolds (300 à 1000) lié au pic de viscosité précisément et situé au cœur de la couche de cisaillement de la colonne d'arc par la couche froide. Il est donc possible que ce pic de viscosité empêche le développement de la turbulence, voire entraine l'apparition d'une couche intermédiaire laminaire entre une ou deux couches turbulentes.

Les courbes pour le nombre de Reynolds de couche limite Re_δ basé sur la distance à la paroi tendent vers zéro lorsqu'on s'approche de celle-ci, montrant que l'épaisseur de la sous-couche visqueuse est non négligeable par rapport à une épaisseur de couche intermédiaire froide turbulente éventuelle, en particulier dans le cas diamètre de tuyère 0.7 mm et 30 A. En d'autres termes, il est possible que la turbulence dans la couche froide n'ait simplement pas la place de se développer entre la sous-couche visqueuse laminaire et la colonne d'arc de viscosité plus élevée.

Il y a un facteur 4 à 10 entre les Reynolds des deux cas d'étude CFD. Il est donc non seulement difficile de prédire la transition pour les tuyères plasma supersoniques, mais il est de surcroit possible que les tuyères de faible diamètre (0.7 mm en noir) fonctionnent en régime laminaire, et celles de fort diamètre (1.5 mm, en rouge) en régime turbulent.

En conclusion, il est très difficile de décider de la nature la turbulente ou laminaire de l'écoulement dans les tuyères plasma à partir de la seule approche adimensionnelle, même connaissant l'écoulement moyen laminaire grâce à la CFD. Cette approche classique n'est pas décisive en raison :

- de l'incertitude sur l'intensité de la turbulence injectée,
- de l'incertitude sur l'instabilité intrinsèque des couches de cisaillement, voire de la possibilité de relaminarisation par le plasma « tiède » dans la zone à forte viscosité,
- de la difficulté à évaluer les longueurs de développement,
- du caractère anisotherme, à fort gradient de masse volumique, et réactionnel qui nous éloigne beaucoup des hypothèses classiques de l'analyse des couches de cisaillement,

- des valeurs transitionnelles des nombres de Reynolds obtenus, ni à coup sûr laminaires (e.g. <100), ni franchement à haut Reynolds (> 10^6), ce qui aurait peut-être permis de donner une tendance.

L'écart relativement faible entre les débits expérimentaux et numériques est néanmoins cohérent avec l'hypothèse d'une turbulence relativement peu intense. En effet, une turbulence de haut Reynolds est caractérisée par des coefficients de diffusion turbulente apparents supérieurs d'un facteur 20 à 10000 aux valeurs physiques (laminaires). Or, nous avons observé au 5.5.1 un élargissement de l'arc permettant d'expliquer l'écart entre CFD et expérience par diffusion accrue de la chaleur en multipliant artificiellement la conductivité thermique « seulement » par 2, facteur qui signalerait une turbulence de faible intensité, ou un écoulement transitionnel.

Par rapport aux écoulements usuellement turbulents dans les torches plasma de la littérature présentées en introduction à cette section, ce sont les dimensions beaucoup plus petites des tuyères des torches de coupage plasma qui expliquent la difficulté à trancher clairement la nature du régime d'écoulement à partir d'une approche adimensionnelle, malgré les vitesses élevées.

En raison de la validité discutable des hypothèses classiques de couche limite pour notre configuration, nous n'avons pas étendu l'analyse dimensionnelle en Reynolds dans la direction longitudinale. Cette approche classiquement utilisée (C. Bailly, G. Comte-Bellot [151], Schlichting [204]) pour évaluer la longueur de développement des couches de cisaillement à partir du bord d'attaque, par exemple en étudiant le Reynolds basé la longueur L_N de la tuyère (entre l'électrode et le col), se heurterait à plus d'hypothèses simplificatrices encore.

Connaissant l'écoulement moyen, une approche partielle pourrait être de mener une étude de stabilité (2D) sur les deux couches de cisaillement considérées, par exemple d'après Schlichting [204], ou Arnal & al [205]. Cependant les limitations de validité des hypothèses sous-tendant ces méthodes sont généralement incompatibles avec les conditions que nous rencontrons : accélération en convergent, gradient de température et de masse volumique extrême, réactions d'ionisation et de dissociation, risquant à nouveau de nous empêcher de conclure.

L'approche qui nous parait la plus pertinente à l'avenir est la simulation numérique directe (DNS) de la turbulence, dont on peut imaginer *a priori* la possibilité en raison des faibles dimensions des tuyères utilisées, et de nombres de Reynolds *a priori* accessibles, en tout cas dans la couche de cisaillement plasma. Nous allons en évaluer la faisabilité dans les paragraphes qui suivent.

On suit pour cela l'approche proposée par C. Bailly, G. Comte-Bellot [151] (chapitres 7 et 8.4) en définissant le nombre de Reynolds des grandes échelles turbulentes Re_{Lf} (les plus grands tourbillons) basé sur l'échelle caractéristique des fluctuations de vitesse u', et la taille caractéristique L_f des plus grands tourbillons, qui transportent l'énergie cinétique turbulente.

$$Re_{Lf} = \frac{\rho u' L_f}{\mu}$$

L'échelle de dissipation visqueuse pour laquelle les forces de viscosité équilibrent les forces cinétiques, définit la taille caractéristique L_η est celle des plus petits tourbillons possibles ou échelle de Kolmogorov, de vitesse caractéristique u_η.

$$Re_\eta = \frac{\rho L_\eta u_\eta}{\mu} \simeq 1$$

On s'appuie sur différents exemples expérimentaux issus de la littérature pour estimer l'ordre de grandeur de l'intensité relative de la turbulence éventuelle, que l'on suppose isotrope, par exemple :

- un écart typique entre le Reynolds des grandes échelles turbulentes et le Reynolds de conduite ou de jet développé : $Re_{Lf} \approx 0.1 Re_D$, pour les jets ([151] p187)
- un exemple d'intensité maximale des fluctuations par rapport à la vitesse sur l'axe d'un jet à Ma = 0.16 : $\frac{\overline{u'^2}_{max}}{U_{max}^2} = 0.02$ ([151] p 50)
- un autre exemple pour les fluctuations dans une couche limite pariétale en conduite $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_{max}} = 6\%$ ([151] p78)
- les fluctuations maximales dans un jet plan turbulent $\frac{\overline{u'^2}_{max}}{U_{max}^2} = 0.025$ ([204], p664)

Sur la base de ces ordres de grandeurs, on fixe arbitrairement les grandeurs caractéristiques de la turbulence attendue (si elle apparait) de la façon suivante :

- on fixe l'intensité des fluctuations de vitesse u' à 10% de la vitesse moyenne locale U_x
- on fixe aussi la taille caractéristique des grands tourbillons à 10% du diamètre de la tuyère, c'est-à-dire de l'ordre du 1/10 de mm. Cette estimation est probablement assez haute pour notre cas de couches de cisaillement accélérées et comprimées dans le convergent.

Cette estimation conduit à une relation $Re_{Lf} \approx 0.01 Re_D$ éloignée des ordres de grandeur observés dans les jets et la turbulence pleinement développée, mais cohérente avec notre situation de couches de cisaillement dans un convergent au début de leur développement.

D'après la théorie du spectre de la turbulence homogène et isotrope (Kolmogorov, voir par exemple C. Bailly, G. Comte-Bellot [151] p 187),

$$\frac{L_f}{L_\eta} = {Re_{Lf}}^{3/4}$$

Ce qui se traduit avec notre approche par une estimation de la longueur de Kolmogorov, ou longueur de dissipation, qui donne l'ordre de grandeur de la taille des mailles du calcul DNS :

$$L_\eta = 3.16 \frac{D}{{Re_D}^{3/4}}$$

Équation 29 – Longueur caractéristique de dissipation visqueuse

Cette longueur est la taille de la cellule qu'il faudrait idéalement utiliser pour mailler le domaine DNS. En pratique, on utilise une taille de maille de 10 à 20 fois L_η ([151] p226). On évalue la taille de la maille à utiliser pour les nombres de Reynolds Re_D étudiés dans la couche limite froide Tableau 22, et dans le plasma Tableau 23. En multipliant le volume de contrôle cubique de la maille élémentaire régulière de taille L_η ou $10 \times L_\eta$ par le volume du domaine de calcul physique. Pour le volume du domaine de calcul, on suppose :

- Un domaine de calcul constitué d'un col de tuyère plasma de diamètre D_N et de longueur 0.5 mm, avec son convergent en amont, dont la longueur totale entre l'électrode et la sortie du col 4 mm. Le convergent est conique de diamètre d'entrée 8 mm. Ce diamètre d'entrée correspond à un rapport de section minimal entre l'entrée et le col de 20 environ, c'est-à-dire des conditions d'injection génératrices à très bas Mach pour le domaine.
- On ne calcule qu'un secteur de 60° d'ouverture (un sixième du domaine physique), en imposant des conditions limites périodiques aux faces aux côtés du secteur permettant à la turbulence (et à l'écoulement moyen en présence de swirl) d'être reportées d'une face à l'autre.

	P_i	T*	U_D	D_N	Re_D	L_η	V_{cell}	V	N_{cell} (L_η)	N_{cell} ($10\times L_\eta$)
	bara	**K**	**m/s**	**mm**	**-**	**µm**	**mm^3**	**mm^3**	**nb**	**nb**
Couche froide	5	255	298	0.7	42679	**0.7**	4.13E-10	10.7	2.6E+10	**2.6E+07**
	5	255	298	1	60970	**0.8**	5.40E-10	11.2	2.1E+10	**2.1E+07**
	5	255	298	1.5	91456	**0.9**	7.32E-10	12.1	1.7E+10	**1.7E+07**
	11	255	298	0.7	93894	**0.4**	7.01E-11	10.7	1.5E+11	**1.5E+08**
	11	255	298	1	134135	**0.5**	9.16E-11	11.2	1.2E+11	**1.2E+08**
	11	255	298	1.5	201202	**0.5**	1.24E-10	12.1	9.7E+10	**9.7E+07**
Zone tiède T* =11000 K au pic de viscosité laminaire	5	11000	2570	0.7	500	**20.9**	9.17E-06	10.7	1.2E+06	**1.2E+03**
	5	11000	2570	1	714	**22.9**	1.20E-05	11.2	9.4E+05	**9.4E+02**
	5	11000	2570	1.5	1070	**25.3**	1.62E-05	12.1	7.4E+05	**7.4E+02**
	11	11000	2570	0.7	1099	**11.6**	1.56E-06	10.7	6.9E+06	**6.9E+03**
	11	11000	2570	1	1570	**12.7**	2.03E-06	11.2	5.5E+06	**5.5E+03**
	11	11000	2570	1.5	2355	**14.0**	2.76E-06	12.1	4.4E+06	**4.4E+03**
Cœur de chaud T* =24000 K	5	24000	5438	0.7	5783	**3.3**	3.71E-08	10.7	2.9E+08	**2.9E+05**
	5	24000	5438	1	8262	**3.6**	4.85E-08	11.2	2.3E+08	**2.3E+05**
	5	24000	5438	1.5	12392	**4.0**	6.57E-08	12.1	1.8E+08	**1.8E+05**
	11	24000	5438	0.7	12723	**1.8**	6.30E-09	10.7	1.7E+09	**1.7E+06**
	11	24000	5438	1	18176	**2.0**	8.23E-09	11.2	1.4E+09	**1.4E+06**
	11	24000	5438	1.5	27263	**2.2**	1.12E-08	12.1	1.1E+09	**1.1E+06**

Tableau 24 - Estimation de la longueur de Kolmogorov L_η et de la taille du maillage pour différents Reynolds de conduite Re_D associés à la couche froide et à deux zones plasma de viscosité différente.

Les longueurs de Kolmogorov L_η calculées dans le Tableau 24 varient entre 1 µm dans la couche froide, 2 à 4 µm dans le cœur de la colonne d'arc, et 10 à 25 µm au pic de viscosité laminaire, généralement proche du rayon de conduction. C'est donc la capture de la couche limite pariétale froide qui est la plus contraignante pour le coût du calcul DNS.

Pour les dimensions de tuyère utilisées, le volume du domaine de calcul va ainsi de 10.7 à 12.1 mm^3. Comme c'est le convergent qui est le plus volumineux, il est aussi possible d'optimiser la taille du calcul en dé-raffinant loin des zones de production et d'advection de la turbulence.

Avec une taille de maille égale à 10 fois la longueur de Kolmogorov L_η, on obtient un maillage de l'ordre de la centaine de millions de cellules, ce qui est tout à fait accessible sur un supercalculateur avec les outils actuels de simulation numérique à schéma d'ordre élevé, par exemple Modesti & al, qui présentent en 2020 une DNS de conduite compressible jusqu'à Re_D = 30000 [207].

Si on ne s'intéresse qu'à l'étude de la couche de cisaillement entre le plasma et la couche froide, un maillage de l'ordre du million de cellules, accessible sur une station de travail de quelques centaines de CPU, permettrait la DNS. Le schéma numérique HLLC utilisé dans nos travaux n'avait cependant pas l'ordre de précision numérique suffisant pour capturer d'éventuelles instabilités ou turbulences même avec les maillages les plus fins présentés en section 5.2.2.

L'expérience numérique DNS dont nous avons montré la faisabilité permettrait ainsi non seulement de caractériser la présence ou l'absence d'instabilités et de turbulence, mais aussi d'en étudier la structure, qui est potentiellement complexe et très difficile d'accès expérimentalement. Cette voie nous semble la plus à même de clarifier le rôle de la turbulence sur l'écart actuel entre modélisation CFD laminaire et expérience sur la diffusion radiale de la chaleur.

5.6. Physique de la constriction

5.6.1. Présentation de la démarche et du plan d'expérience numérique

On a présenté dans les sections précédentes et au chapitre 4.5 des résultats de validation des modèles CFD s'appuyant sur la comparaison aux mesures de débit et de tension d'arc. Les mesures de débit et de tension en fonction des paramètres I, P, D (intensité, pression, diamètre de tuyère) permettent une analyse intéressante de la constriction, complémentaire de la validation des modèles CFD par mesures spectroscopiques.

- Elles permettent d'accéder à une information sur la constriction au col, en particulier le rayon d'arc et l'épaisseur de la couche froide, qui sont difficiles d'accès direct en raison de la présence des parois de la tuyère et de l'arc.
- Les deux grandeurs macroscopiques Q_m et U_{arc} sont faciles à mesurer, ce qui permet de parcourir un domaine d'étude expérimental et numérique large à moindre coût. Elles ont une bonne sensibilité de réponse, i.e. un gain élevé, aux variations des paramètres qui influencent la constriction.
- Comme introduit en section 4.4.1, et détaillé dans la section sur le swirl, l'analyse en débit permet aussi de relier l'étude de l'arc constricté au comportement asymptotique bien connu de la tuyère à froid, c'est-à-dire sans arc, dont on a pu vérifier la bonne compréhension expérimentale et numérique.

Le dialogue entre mesures (débit et tension) et simulation CFD nous a ainsi permis :

- de valider que le modèle CFD prédit les tendances physiques et les bons ordres de grandeurs observés expérimentalement pour le débit et le champ électrique (tension d'arc)
- d'identifier les sources d'erreur les plus probables du modèle CFD, à savoir :
    - principalement la sous-estimation de la diffusion radiale de la chaleur en raison de l'absence de prise en compte d'une turbulence non capturée par la résolution spatiale et/ou l'ordre approché du solver instationnaire HLLC, et non modélisée par une viscosité et un transport turbulent additionnel.
    - si la prise en compte d'une diffusion turbulente ne suffisait pas à combler la totalité de l'écart de 25% sur le débit, le complément serait à rechercher dans une amélioration de la résolution de la diffusion de la chaleur à la frange de l'arc (composition et conductivité thermique calculée hors équilibre, diffusion ambipolaire sous gradient de densité électronique), et dans le modèle de transfert radiatif, peut-être comptant chacun pour 2 à 5 % de l'écart total de validation.

Les résultats expérimentaux et le modèle CFD associé nous ont aussi permis à travers les études de sensibilité de mieux connaitre l'effet de certains phénomènes physiques sur l'épaisseur de couche froide et le débit dans la torche, c'est-à-dire la constriction :

- Le refroidissement pariétal, le pincement magnétique et le rayonnement ont une influence très faible
- Le vortex a une influence néfaste à la constriction, et négligeable à nombre de swirl faible
- La diffusion radiale de chaleur a un effet de premier ordre sur la structure de l'écoulement dans la tuyère, et est le terme qui influence le plus l'équilibre énergétique de l'arc chauffé par effet Joule.

Sur la base de ces premières conclusions, nous présentons dans ce sous-chapitre une méthode d'étude systématique de la constriction via la réalisation d'un plan d'expérience numérique, c'est-à-dire par CFD, dont les post-traitements ciblés sur les effets physiques principaux nous permettront de proposer une interprétation de la phénoménologie de la constriction. Nous proposons aussi un modèle analytique nommé SHAC, qui décrit les effets thermodynamiques, énergétiques et thermiques principaux de la constriction.

Avec l'outil CFD présenté au chapitre 4 et développé durant la thèse N. Godinaud [14], on a ainsi réalisé des simulations de tuyère plasma sous oxygène criblant le plan des paramètres intensité × pression × diamètre tuyère (I × P × D). La géométrie utilisée est décrite Figure 137 ci-dessous. La longueur de la chambre d'arc entre l'électrode et le col de tuyère est maintenue constante à 3 mm. Le col de la tuyère est « court », de partie cylindrique longue de 0.2 à 0.3 mm selon les diamètres.

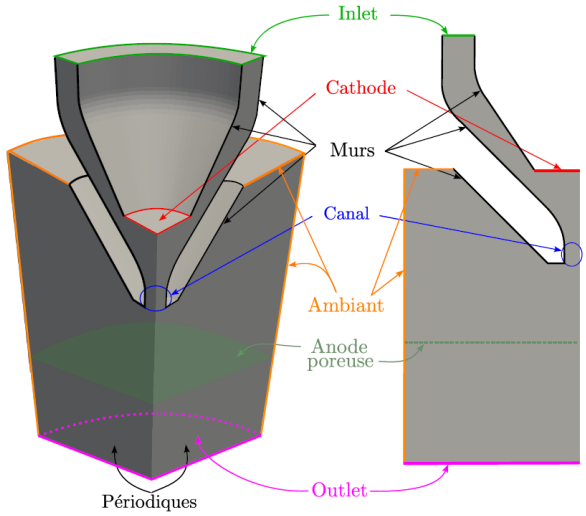


Figure 137 - Géométrie du domaine de calcul utilisé pour les simulations

Toutes les simulations ont été réalisées avec un angle d'injection vortex de 5° assurant une influence négligeable du swirl comme cela a été discuté en section 5.3.

Le plan d'expériences numériques présenté Tableau 25 comprend 45 simulations CFD. La gamme d'intensités utilisée va de 30 A à 300 A, plage typique du coupage plasma industriel, et les pressions inférieures à 5 bara n'ont pas été étudiées car elles sont peu intéressantes industriellement comme nous le montrerons au chapitre 6.

Dia. tuyère (mm)	**0.7**			**1**			**1.5**		
P(bara) / I (A)	**5**	**8**	**11**	**5**	**8**	**11**	**5**	**8**	**11**
30	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK
50	Flash	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK
70	Flash	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK
110	NA	NA	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK
150	NA	NA	NA	NA	OK	OK	OK	OK	OK
225	NA	NA	NA	NA	OK	OK	NA	OK	OK
300	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA	OK	OK

Légende	
OK	Résultat CFD convergé correspondant à des conditions industrielles, i.e. avec des marges nettes par rapport au risque de flash
OK	Arc en limite de paroi tuyère, avec une couche froide parfois très fine mais de température en cellule pariétale toujours inférieure à 300 K
Flash	Tuyère flashée : arc en contact avec la paroi caractérisé par une température de gaz en cellule pariétale supérieure à 300 K
NA	Simulation non réalisée, généralement car au-delà de la limite de flash (et données perdues pour le cas 1.5D225A5B)

Tableau 25 - Plan d'expériences numérique réalisé par CFD

Les résultats de calcul sont d'abord analysés en fonction de la survenance ou non d'un flash tuyère, selon les critères présentés dans la légende du Tableau 25.

Les cas flashés seront ensuite exclus de l'analyse car non représentatifs d'un fonctionnement possible de la tuyère, qui serait immédiatement détruite (soit 43 cas CFD exploitables). Un cas de calcul avec flash est cependant présenté en détail Figure 140 à titre d'illustration.

Les extrêmes de certaines des grandeurs macroscopiques calculées qui sont intéressantes pour l'étude de la constriction (puissance d'arc, tension, température sur l'axe, débit) sont présentées dans le Tableau 26 ci-dessous.

Dia. tuyère (mm)	0.7			1			1.5		
P (bara) / I (A)	5	8	11	5	8	11	5	8	11
30	1.44 kW 5.9 NL/m						21235 K		75 V 164 NL/m
50	Flash								
70	Flash			Ref					
110	NA	NA		47.6 V					
150	NA	NA	NA	NA					
225	NA	NA	NA	NA			NA		
300	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA		35917 K 21.2 kW

Tableau 26 - Extremums de tension (Volts), puissance (kW), température sur l'axe (K), débit (NL/min). Minimums en bleu, maximums en rouge.

Le plan d'expériences numérique couvre un facteur 2 en pression absolue, un facteur 5 en section de tuyère, une décade d'intensités, et un facteur 15 en puissance d'arc. La température maximale sur l'axe varie de 21000 K à 36000 K, et le débit de 6 à 164 NL/min.

5.6.2. Description de la structure radiale du jet plasma au col

On présente Figure 138 un tracé des grandeurs permettant de décrire le profil radial de l'écoulement au col de sortie de la tuyère plasma. Le cas sélectionné est celui d'un jet plasma d'oxygène sous 5 bara de pression génératrice, à 70 A, dans une tuyère de diamètre 1 mm, et correspondant à une configuration typique en coupage plasma industriel, notée « Ref » dans le plan d'expérience numérique.

Les profils radiaux sont tracés en fonction du rayon r* adimensionnalisé par le rayon R de la tuyère :

$$r^* = r/R$$

Les courbes en couleurs sont les grandeurs adimensionnelles par leur valeur maximale le long du profil pour pouvoir les étudier de manière superposée :

- La température $T^* = T/T_{max}$ (courbe rouge), T_{max} étant systématiquement sur l'axe
- La conductivité thermique $\kappa^*=\kappa/\kappa_{max}$ (notée ka*, courbe vert foncé)
- La chaleur massique $C_p^* = C_p/C_p^{max}$ (courbe vert clair)
- La quantité de mouvement ou flux massique $\rho U^* = \rho U/\rho U_{max}$, où ρ est la masse volumique et U la vitesse axiale débitante (noté rhoU*, courbe beige)

- La puissance de chauffe par effet joule $P_J^* = P_J/P_{Jmax}$, avec $P_J = \frac{j^2}{\sigma}$ en W/m³, ou j est la densité de courant axiale et σ la conductivité thermique (courbe violette)
- Les pertes radiatives $P_{rad}^* = P_{rad}/P_{rad}^{max}$ avec $P_{rad} = 4\pi\varepsilon_n$ (courbe bleu ciel)
- Le flux enthalpique $\rho \times U \times h^* = \rho \times U \times h/\rho \times U \times h_{max}$, où h est l'enthalpie (noté rhoUh*courbe jaune)
- La pression dynamique $P_{dyn}^* = P_{dyn}/P_{dyn}^{max}$ avec $P_{dyn} = \frac{1}{2}\rho U^2$ (courbe bleu foncé)

Les courbes en noir, avec marques aux centres des cellules du maillage CFD pour les distinguer, sont des grandeurs au rayon r intégrées sur la section de passage cumulativement depuis l'axe de la torche. Elles aussi adimensionnalisées par la valeur de l'intégrale au rayon de la tuyère.
On trace ainsi

- Le débit massique cumulé $Q_m{}^* = \frac{Q_m}{Q_{m_{tot}}} = \frac{\int_0^r \rho U r dr}{\int_0^R \rho U r dr}$ (croix)
- L'intensité du courant cumulée $I^* = \frac{I}{I_{tot}} = \frac{\int_0^r j_z r dr}{\int_0^R j_z r dr}$ (ronds)
- La puissance thermique (enthalpique) $Pth^* = \frac{Pth}{Pth_{tot}} = \frac{\int_0^r \rho U h r dr}{\int_0^R \rho U h r dr}$ (triangles)

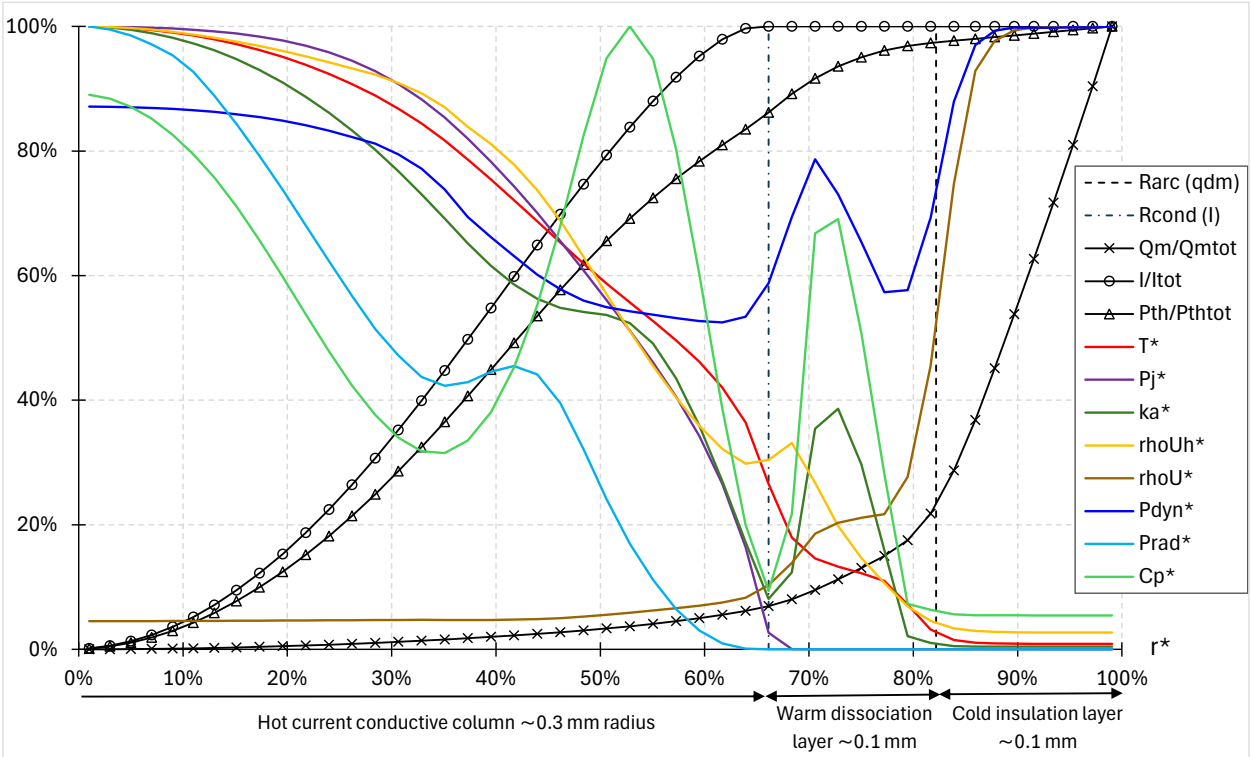


Figure 138 – Profils radiaux adimensionnalisés en sortie de tuyère de diamètre 1mm. Plasma d'arc d'oxygène 70 A, 5 bara.

On commente d'abord Figure 138 la courbe de quantité de mouvement (en beige), qui permet de caractériser la séparation entre arc et couche froide et de définir le rayon d'arc (cf. 5.3.3.4) comme le rayon auquel la quantité de mouvement est la médiane entre celle de la couche froide et celle dans l'arc sur l'axe. On a tracé en pointillés le rayon R_{arc} ainsi obtenu, qui se situe à 82% du rayon de la tuyère. La courbe de débit Q_m^* (croix noires) permet de visualiser que 20% environ du débit massique passe dans la section d'arc, et les 80% restants dans la couche froide.

On observe que le rayon de la section conductrice de l'électricité (ronds noirs), coïncidente avec la zone de dépôt de l'énergie par effet Joule (courbe violette), est inférieur au rayon R_{arc} de la colonne chaude défini par le centre du saut de quantité de mouvement. Cette séparation permet de définir un rayon de conduction R_{cond}, comme le rayon à partir duquel l'intensité cumulée I* atteint 99.95% de l'intensité totale. On a vérifié par ailleurs que la puissance volumique de chauffe par effet joule à ce rayon de conduction était toujours inférieure à 10% de la puissance maximale (sur l'axe).

5.6.3. Etude du dépôt de chaleur dans l'arc

On isole Figure 139 ci-dessous les profils adimensionnalisés au col de la température et des grandeurs électriques permettant une analyse complémentaire de la structure radiale du dépôt de chaleur.

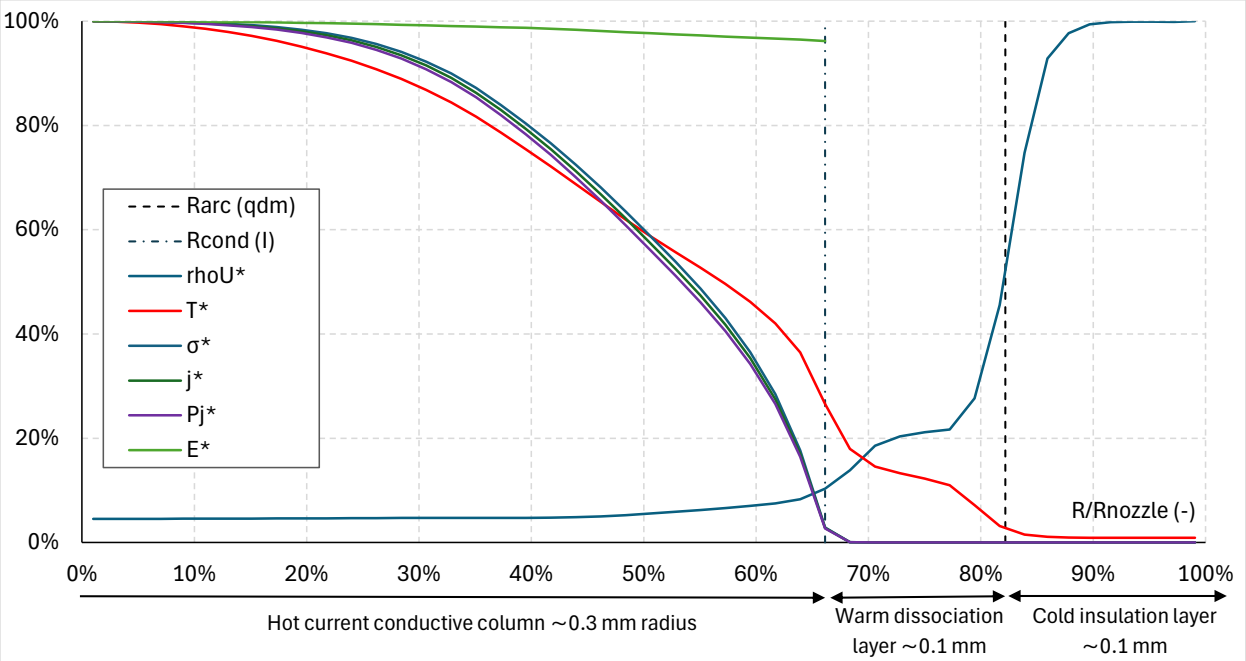


Figure 139 – 1D70A5B profils de courant et de dépôt de chaleur dans la section radiale.

Les courbes adimensionalisées de conductivité électrique σ*, de densité de courant j*, et de puissance volumique de chauffe par effet Joule P_J* sont presque superposées car P_J et j sont égales au facteur E près. En effet, la puissance de chauffe par effet joule P_J s'écrit en fonction de la densité de courant J comme $P_J = j^2/\sigma = \sigma E^2$. Or le champ électrique E (courbe verte) est presque constant dans la section conductrice, où il baisse de seulement de 3% en bordure externe d'arc par rapport à sa valeur sur l'axe. Au premier ordre, cette constance du champ électrique est le résultat de la configuration géométrique des électrodes, le col étant une section parallèle à celles-ci, perpendiculaire à l'axe de l'arc. Cette homogénéité du champ est aussi renforcée au col car il s'agit de la section où le rayon d'arc est minimal, donc au point d'inflexion des courbes isovaleurs de la densité de courant, où le champ électrique qui leur est colinéaire est par définition aligné avec l'axe de la torche.

La courbe de dépôt de la puissance suivant celle de la densité de courant, les courbes intégrales (cumulées) adimensionalisées de dépôt du courant $I^*=I/I_{tot}$ (sans dimension) et de puissance calorifique apportée par effet joule $P_J^*=P_J/P_{Jtot}$ (sans dimension) sont aussi superposées. La puissance déposée par le passage du courant suit le même profil que le courant lui-même, auquel elle est directement proportionnelle.

5.6.4. Description de la couche tiède

La zone située entre le rayon de conduction R_{cond} et le rayon R_{arc} du saut de quantité de mouvement est une zone intermédiaire « tiède » que l'on nomme couche de dissociation. Cette zone correspond en effet à la plage de température dans laquelle la molécule d'oxygène se dissocie en oxygène atomique, sans qu'il y ait ionisation avec production suffisante d'électrons libres pour assurer une conductivité électrique qui puisse contribuer de manière visible au transport du courant.

Pour la plage de paramètres du plan d'expérience numérique, on décrit ainsi dans le Tableau 27 la structure radiale de l'écoulement au col de la tuyère par trois zones distinctes définies par une plage indicative de température, de composition, et de propriétés du plasma :

Zone	Colonne conductrice chaude	Couche de dissociation tiède	Couche isolante froide
Températures	6000 à 30000 K	1000 à 6000 K	250 à 1000 K
Densité	10^{-3} kg/m3	10^{-2} kg/m3	1 kg/m3
Dimension	Rayon de conduction R_{cond} = 0.18 à 0.50 mm	Dissociation Layer Thickness DLT= 0.04 à 0.1 mm (Rayon d'arc R_{arc} = 0.24 à 0.58 mm)	Cold Layer Thickness CLT= 0.02 à 0.5 mm
Espèces dominantes	e^- , O^+ (O^{++} si T > 32000 K)	O	O_2
Sources et transferts de chaleur	Intenses : chauffe par effet Joule et pertes par rayonnement et conduction	Importants par conduction. Couche non émissive mais probablement absorptive pour le rayonnement (effet plus faible que la conduction)	Négligeables : couche thermiquement isolante et transparente au rayonnement par rapport aux autres.
Conductivités électriques et thermiques	$\sigma = 10^2$ à 10^4 S/m κ = 1 à 10 W/m/K	$\sigma \simeq 0.1$, i.e. 10^{-9} à 10^2 S/m κ = 1 à 3 W/m/K	$\sigma \simeq 0$ S/m $\kappa \simeq 0$, i.e. 10^{-2} W/m/K
Diffusivité thermique	10^{-3} à 10^{-2} m^2/s	10^{-4} à 10^{-3} m^2/s	10^{-6} à 10^{-4} m^2/s
Résumé descriptif	Colonne chaude et chauffée, ionisée, conductrice du courant et de la chaleur.	Gaine « tiède » de dissociation de l'oxygène moléculaire (puits de chaleur), conductrice de la chaleur mais pas du courant.	Couche froide d'oxygène moléculaire, isolant électrique et thermique, chimiquement inerte.

Tableau 27 – Tableau descriptif des trois couches radiales de propriétés physiques distinctes, et les plages de variations de leurs grandeurs caractéristiques dans le plan d'expérience I ×P ×D = [30-300] A ×[5-11] bara ×[0.7-1.5] mm

Note : par définition d'un calcul à l'équilibre thermodynamique local (ETL), la correspondance dans le Tableau 27 des zones de composition et propriétés semblables du plasma avec une plage de température dépend du déplacement de l'équilibre avec la pression.

L'épaisseur DLT de la couche de dissociation (Dissociation Layer Thickness) est de l'ordre de 0.08 mm sur le cas présenté (D = 1mm, P = 5 bara, 70 A). Son épaisseur varie peu sur l'ensemble des données du plan d'expérience numérique, de 0.05 à 0.1 mm. Cette variation de la largeur DLT de la couche de dissociation est corrélée à l'intensité de la constriction, c'est-à-dire au rapprochement des isothermes déterminant pour le flux radial de conduction de la chaleur.

La couche de dissociation est centrée sur les pics de chaleur spécifique C_p et de conductivité thermique κ, dont les maximas locaux à cette température sont précisément liés à la réaction endothermique de dissociation et à la conduction réactionnelle, cf. section thermodynamique 4.1. Cette couche de dissociation forme une gaine à température « tiède », isolante électriquement, autour de la colonne d'arc conductrice et chauffée par effet Joule. Les transferts thermiques y sont exclusivement conductifs car le rayonnement émis y est négligeable par rapport à l'intensité des phénomènes radiatifs dans la colonne chaude. Cette observation réalisée avec un modèle à coefficient

d'émission nette n'est peut-être pas représentative de la réalité des phénomènes de réabsorption par la couche tiède d'une partie du rayonnement émis au cœur du plasma. Cependant : 1) cette couche est fine et très probablement optiquement mince par rapport à la colonne d'arc, 2) nous avons montré section 5.4 que l'impact du transfert radiatif sur l'équilibre radial de l'arc était secondaire par rapport aux transferts conducto-convectifs.

Cette couche de dissociation est donc spécifique aux gaz plasmagènes moléculaires et n'existerait pas pour les gaz monoatomiques comme l'argon.

Le gradient radial de température au milieu de la couche de dissociation est plus faible qu'à ses frontières avec la colonne conductrice et la couche froide en raison des pics de chaleur spécifique C_p, qui intègrent la chaleur consommée par la réaction de dissociation (ou dégagée lors de la recombinaison) et de conductivité thermique.

La quantité de chaleur transportée par l'écoulement axial dans cette couche « tiède » contribue pour 15% environ à la puissance thermique totale du jet chaud (couches chaude et tiède).

La pression dynamique, courbe bleue, qui est l'énergie cinétique du jet par unité de volume, varie peu dans la section de sortie de la tuyère. On note que la pression dynamique au cœur du jet plasma est plus faible que celle de la couche froide, de l'ordre de 85% de celle-ci. Cette observation mérite un commentaire sur l'interaction du jet avec la tôle à découper : l'énergie cinétique de la partie chaude du jet, qui permet de fondre le métal, étant 15% inférieure à celle de la couche froide, il est probable que le jet chaud soit sensible aux perturbations aérodynamiques éventuelles de la couche annulaire froide, et puisse être dévié plus facilement.

5.6.5. Etude d'une situation de flash

La simulation permet d'étudier le comportement d'une tuyère en situation de flash, c'est-à-dire alimentée avec un courant trop élevé pour son diamètre à la pression d'alimentation. On présente Figure 140 les profils adimensionnels au col d'une tuyère qui flasherait.

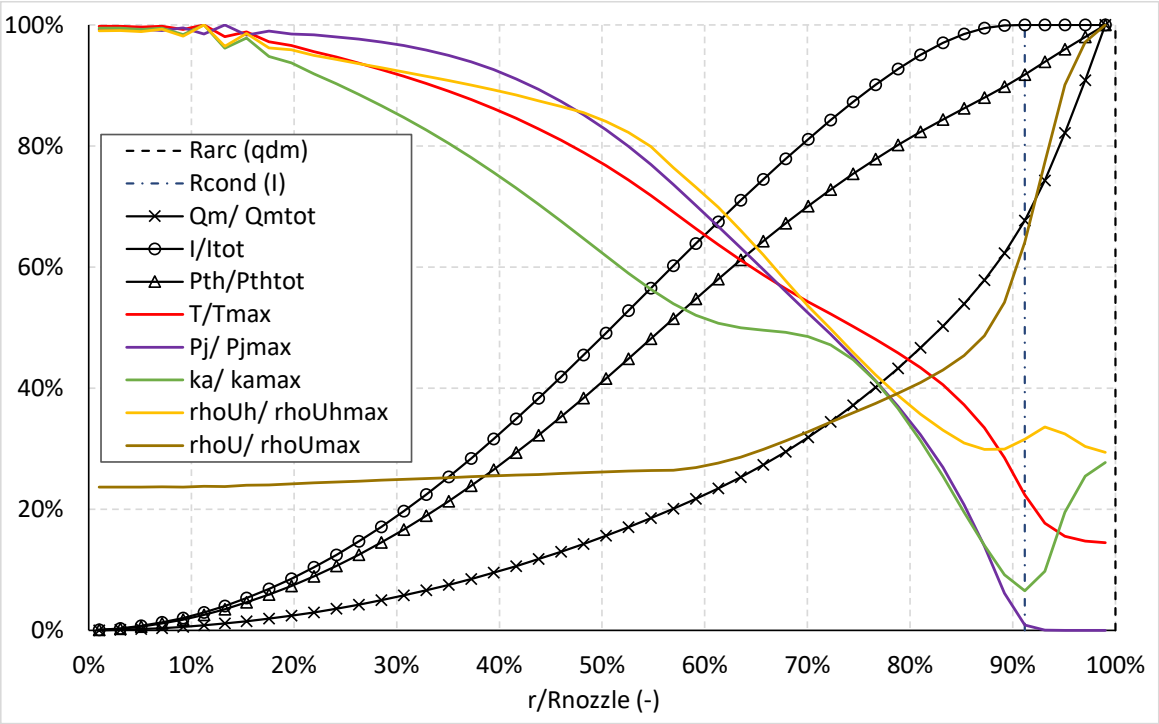


Figure 140 – Profils radiaux adimensionnalisés au col en situation de flash : tuyère diamètre 0.7 mm, plasma O_2 5 bara, 70 A.

La couche froide est inexistante, et la couche tiède est tronquée : il n'y a pas de plateau de quantité de mouvement observable à proximité de la paroi sur la courbe brune, et la température en cellule pariétale est de 4300 K.

5.6.6. Comparaison de deux niveaux de constriction extrêmes

On étudie ici les profils adimensionnalisés pour les deux calculs ayant abouti aux températures sur l'axe les plus éloignées pour une même tuyère de diamètre 1.5 mm avec :

- T_{axe} minimale = 21235 K à 30 A et 5 bara
- T_{axe} maximale = 35917 K à 300 A et 11 bara.

On présente d'abord dans le Tableau 28 les résultats macroscopiques et locaux saillants tirés de ces deux calculs CFD.

Références du cas de calcul	**1.5D 30A 5B**	**1.5D 300A 11B**
Diamètre de tuyère	1.5 mm	1.5 mm
Intensité	30 A	300 A
Pression génératrice	5 bara	11 bara
Résultats macroscopiques		
Tension d'arc (L_{arc} = 8 mm)	55.4 V	70.6 V
Puissance électrique P_{arc}	1.67 kW	21.2 kW
Débit d'oxygène	68.1 NL/min	101.5 NL/min
Rayon d'arc	0.35 mm	0.53 mm
Valeurs sur l'axe au col		
Température	21235 K	35917 K
Pression	2.79 bara	6.21 bara
Densité	0.0132 kg/m^3	0.0138 kg/m^3
Vitesse	4650 m/s	6756 m/s
Flux enthalpique	9.1 10^9 W/m^2	2.9 10^{10} W/m^2
Pression dynamique	1.4 bar	3.2 bar

Tableau 28 – Résultats macroscopiques et sur l'axe des calculs CFD extrêmes du point de vue de la température plasma.

Le flux enthalpique et la pression dynamique sur l'axe du cas le plus chaud sont 3 fois supérieurs à ceux du cas le plus froid.

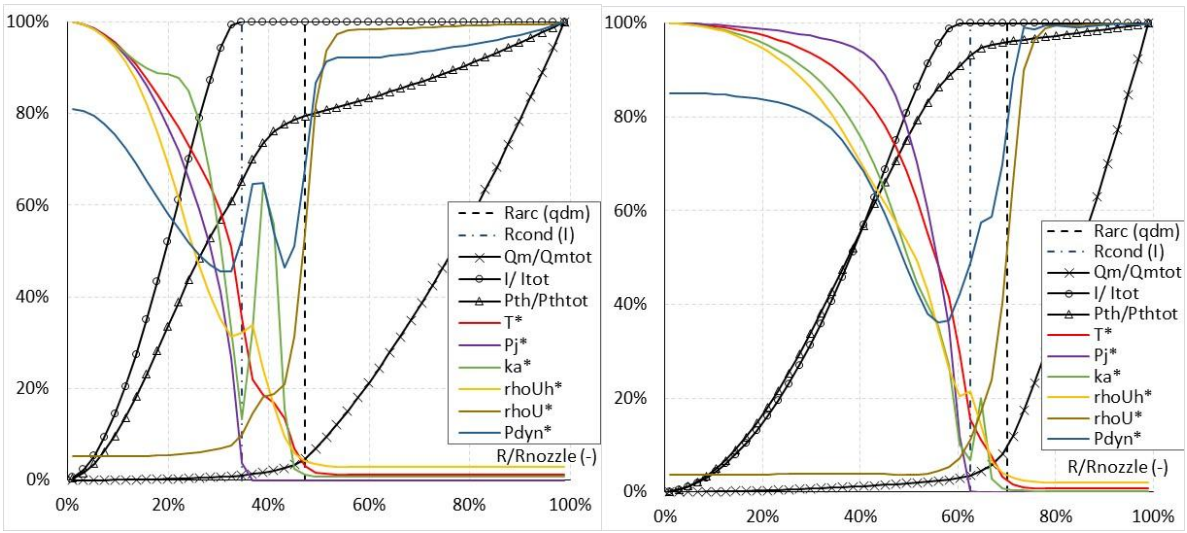


Figure 141 - Profils radiaux adimensionnalisés au col cas 15D30A5B (à gauche) et 15D300A11B (droite).

Figure 141, la structure de l'arc, c'est-à-dire la forme générale des profils radiaux adimensionnalisés, n'est pas fondamentalement différente entre les deux cas extrêmes de température sur l'axe. La colonne d'arc du cas le plus chaud présente cependant un profil de température plus aplati au centre de la colonne, traduisant un équilibre thermique au cœur de l'arc qui s'établit avec une dépendance aux franges de l'arc de moins en moins importante à mesure que l'arc s'élargit. On en tire la conclusion que la physique de la constriction au col ne présente pas, d'après les résultats du modèle CFD, de changement majeur de typologie de phénomènes.

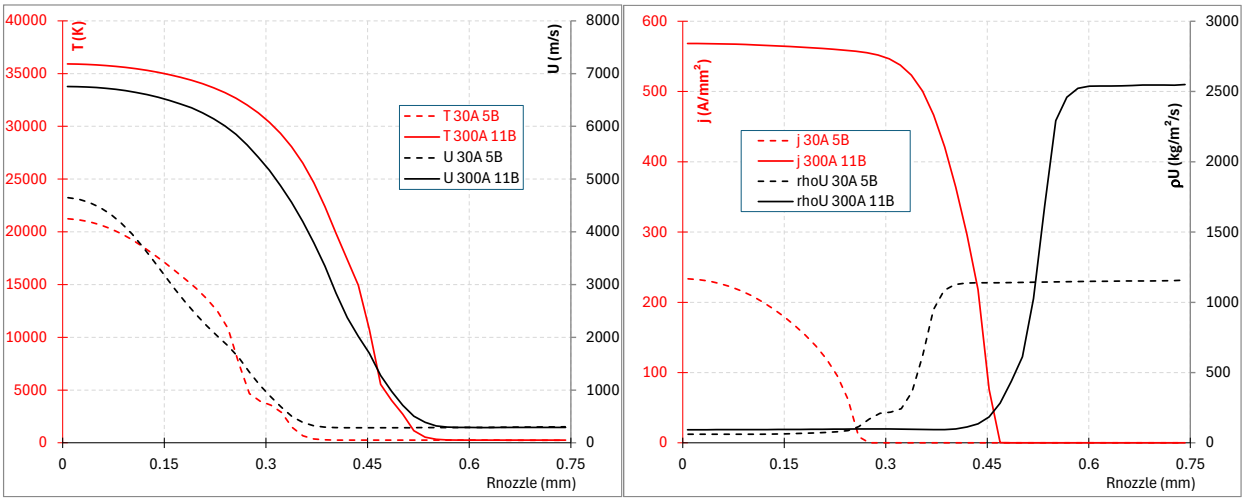


Figure 142 – Comparaison des profils au col pour les cas 15D30A5B (T_{axis} = 21235 K), en pointillés et 15D300A11B (T_{axis} = 35917 K), en traits pleins. A gauche : température et vitesse. A droite : densité de courant et flux massique.

Les profils des grandeurs physiques non adimensionnelles présentés Figure 142 et Figure 143 permettent de se rendre compte des différences importantes de température, vitesse, densité de courant, flux massique, flux enthalpique et pression dynamique entre ces deux cas.

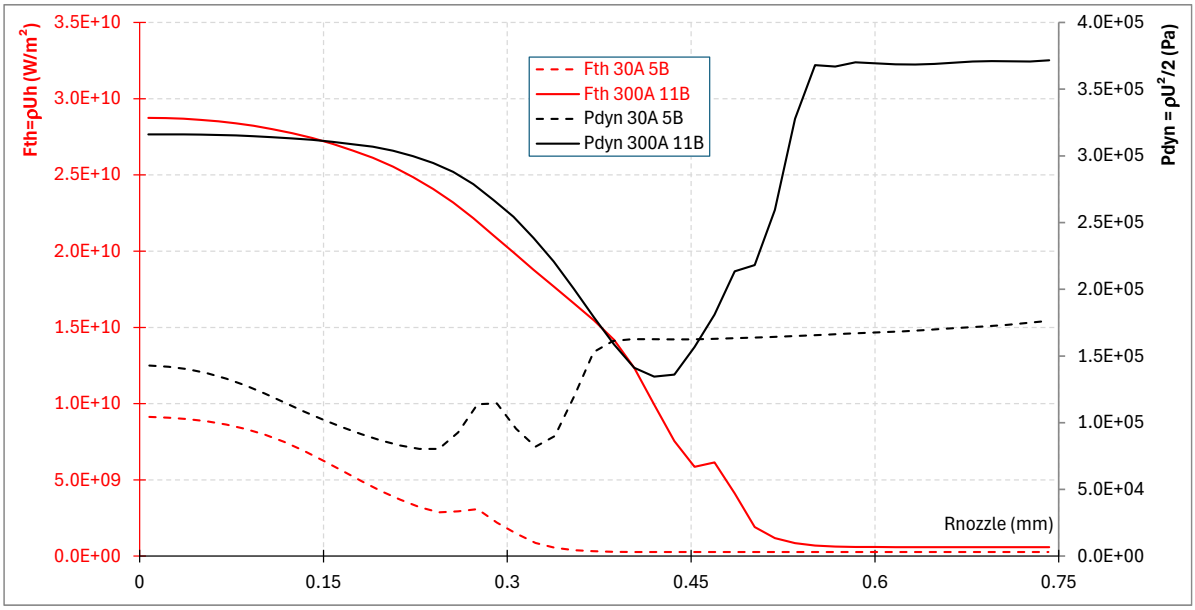


Figure 143 – Comparaison du flux enthalpique et de la pression dynamique au col de sortie d'une tuyère plasma oxygène de diamètre 1.5 mm entre le cas le plus chaud 300 A, 11 bara, T_{axis} = 35917 K (trait plein) et le cas le moins chaud , 30 A et 5 bara, T_{axis} = 21235 K (pointillés) du plan d'expérience numérique.

5.6.7. Etude du diamètre d'arc et introduction à la striction

Le diamètre d'arc présenté Figure 144 varie entre 0.48 et 1.16 mm sur l'ensemble du plan d'expérience, soit un rayon d'arc entre 0.24 et 0.58 mm.

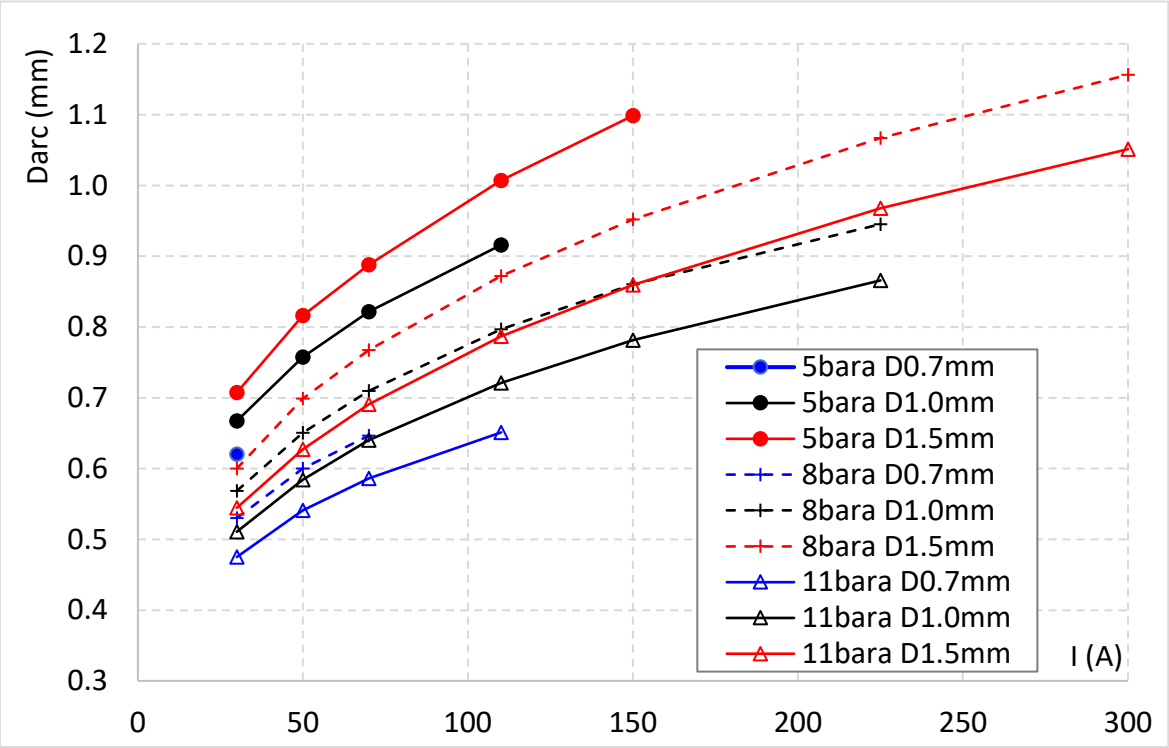


Figure 144 – Evolution du diamètre d'arc en fonction de l'intensité pour trois pressions et trois diamètres de tuyère.

Le diamètre d'arc :

- augmente avec l'intensité
- diminue avec le diamètre de la tuyère
- diminue avec la pression

La quantification de l'effet du diamètre de tuyère et de la pression sur le diamètre d'arc permet de se rendre compte de leur importance significative, du même ordre de grandeur que l'intensité. Les arcs suivants ont par exemple à peu près le même diamètre au col malgré des variations d'intensité factoriels (×2 à ×3) dans les conditions suivantes :

- dans la tuyère de diamètre D = 0.7 mm, R_{arc} (5 bara et 30 A) ~ R_{arc} (11 bara et 110 A)
- à pression génératrice P = 11 bara, R_{arc} (50 A et D = 0.7 mm) ~ R_{arc} (110 A et D = 1.5 mm)

Pour rendre compte visuellement de l'importance de la diminution du diamètre d'arc lorsque la pression augmente, on trace cette tendance sur la Figure 145 ci-dessous, pour les calculs réalisés avec la tuyère de 1 mm de diamètre.

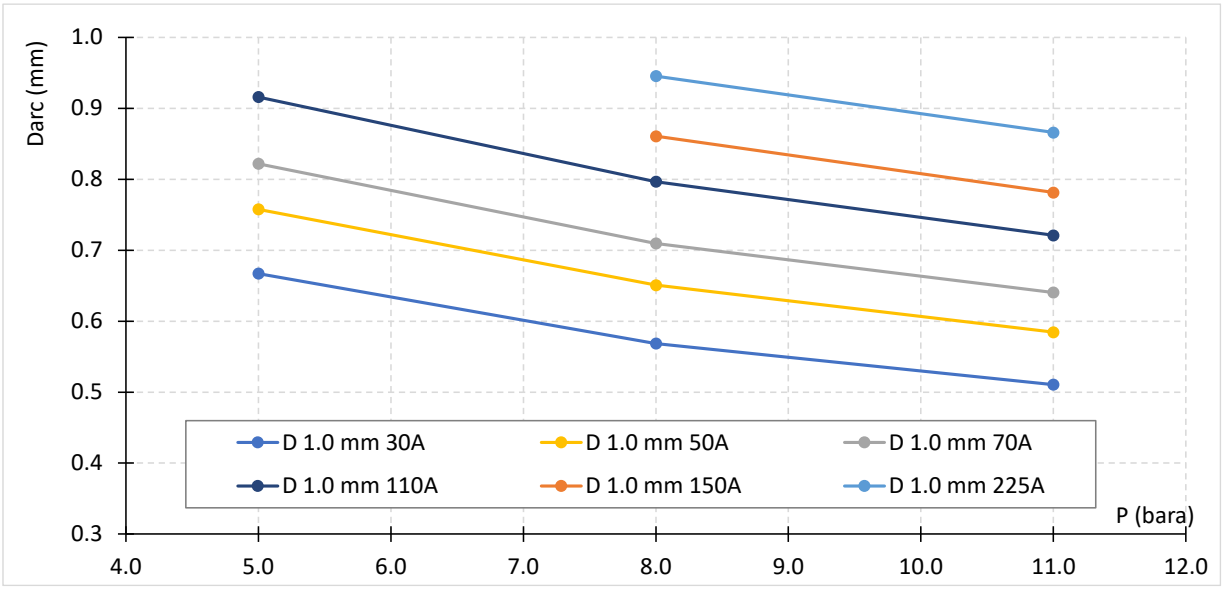


Figure 145 – Evolution du diamètre d'arc avec la pression, tuyère de diamètre 1 mm pour différentes intensités (calculs CFD)

L'effet significatif de la pression sur le diamètre sera interprété en détail section 5.6.10.

Le diamètre et la section d'arc, adimensionnalisés respectivement par le diamètre et la section de la tuyère, sont présentés Figure 146.

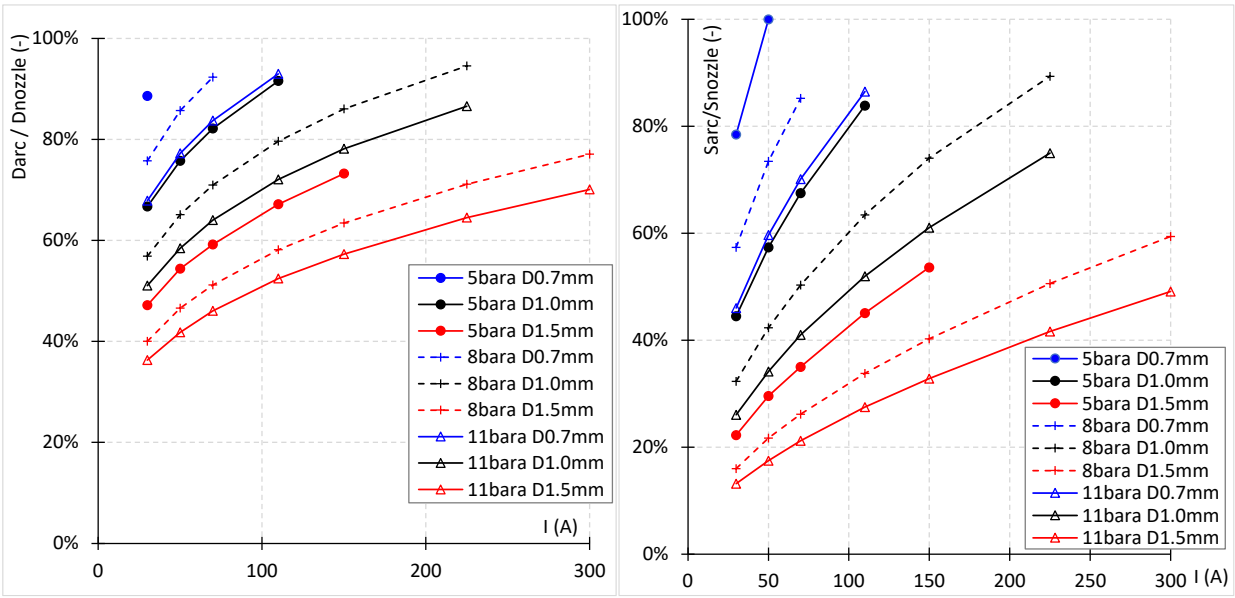


Figure 146 – Effet de l'intensité sur le diamètre d'arc (à gauche) et la section d'arc (à droite) pour 3 pressions et 3 diamètres de tuyère

Comme attendu, le diamètre et la section d'arc augmentent avec l'intensité. L'augmentation de la section d'arc adimensionnelle avec l'intensité du courant n'est cependant pas linéaire. Une augmentation du courant ne conduit donc pas à une augmentation proportionnelle de la section d'arc à une densité de courant moyenne qui resterait constante. Lorsqu'on augmente l'intensité du courant, l'arc est non seulement plus large, mais aussi meilleur conducteur électrique (plus chaud), comme le montreront les profils de température, de conductivité électrique, et de densité de courant résultante qui seront présentés plus loin 5.6.8.

Une fois adimensionnalisées Figure 146, les courbes de diamètre et de section d'arc se regroupent et s'ordonnancent par diamètre de tuyère (par couleur de courbe sur les graphiques), faisant apparaître

un taux de contraction $D_{arc}/D_{tuyère}$ ou $S_{arc}/S_{tuyère}$ qui est principalement déterminé par la géométrie de la tuyère (son diamètre).

Nous appellerons striction l'effet individuel de la structure de l'écoulement, via le diamètre de tuyère, sur la constriction de l'arc. On présente les principes physiques de la striction sur le schéma explicatif Figure 147.

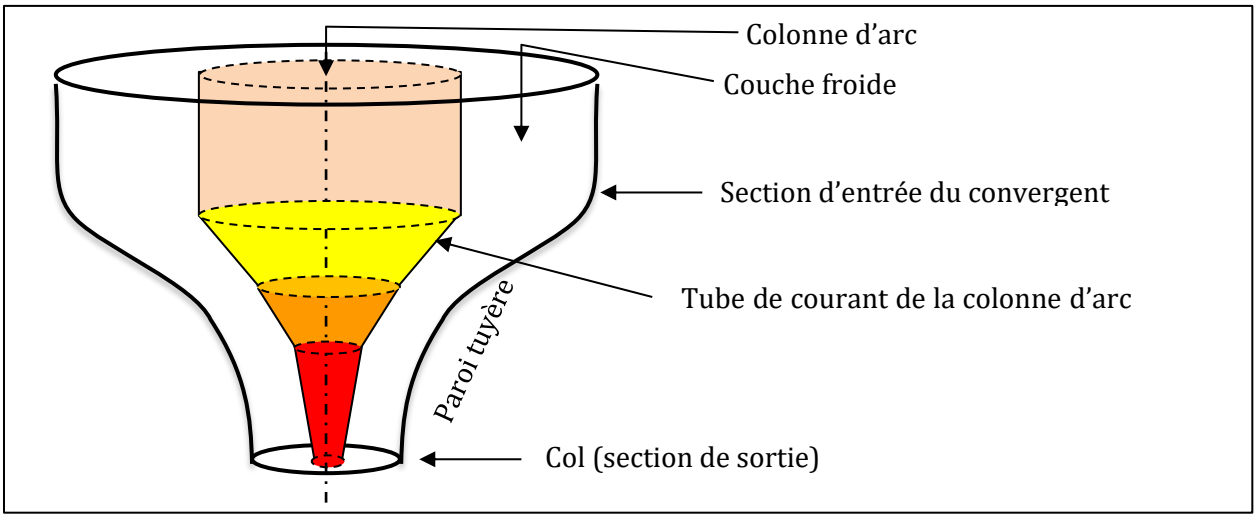


Figure 147 – Schéma théorique d'un écoulement 1D stratifié en température en striction pure dans un convergent.

Figure 147, un écoulement de striction est un écoulement stratifié irrotationnel et isovolume (mais à masse volumique non homogène), dont les tubes de courant définissent la fonction débit massique (ou fonction courant) [73]. Lorsqu'on suit de l'amont vers l'aval le tube de courant correspondant au rayon d'arc ou au rayon de conduction électrique, son diamètre se réduit de sorte que la section du tube de courant reste proportionnelle à la section dans le convergent, et la vitesse moyenne y augmente en raison de l'accélération.

La section de conduction électrique de l'arc qui subit la striction voit donc sa densité de courant moyenne augmenter mécaniquement, par effet de rapprochement des lignes de courant. Cet effet de striction, observé par exemple dans les procédés de fabrication faisant passer un matériau dans une filière, e.g. de fibre de verre ou fil métallique, n'a pas été décrit à notre connaissance dans la littérature antérieure, ni pour les torches de coupage plasma ni pour les autres applications.

L'effet de striction engendre une réduction du diamètre d'arc qui s'accroit avec le taux de contraction de la section dans le convergent (le taux de réduction de la filière), et c'est l'effet physique qui explique que la section d'arc diminue lorsque la section de la tuyère diminue, expérimentalement et numériquement.

Dans un écoulement stratifié en striction 1D pure, sans effets de diffusion radiale de la chaleur, le rapport S_{arc}/S_{nozzle} entre la section de l'arc et celle du col de la tuyère serait constant à intensité et pression donnée. Or ce rapport est nettement décroissant avec la section de la tuyère, comme illustré Figure 148 à la pression de 11 bara pour différentes intensités.

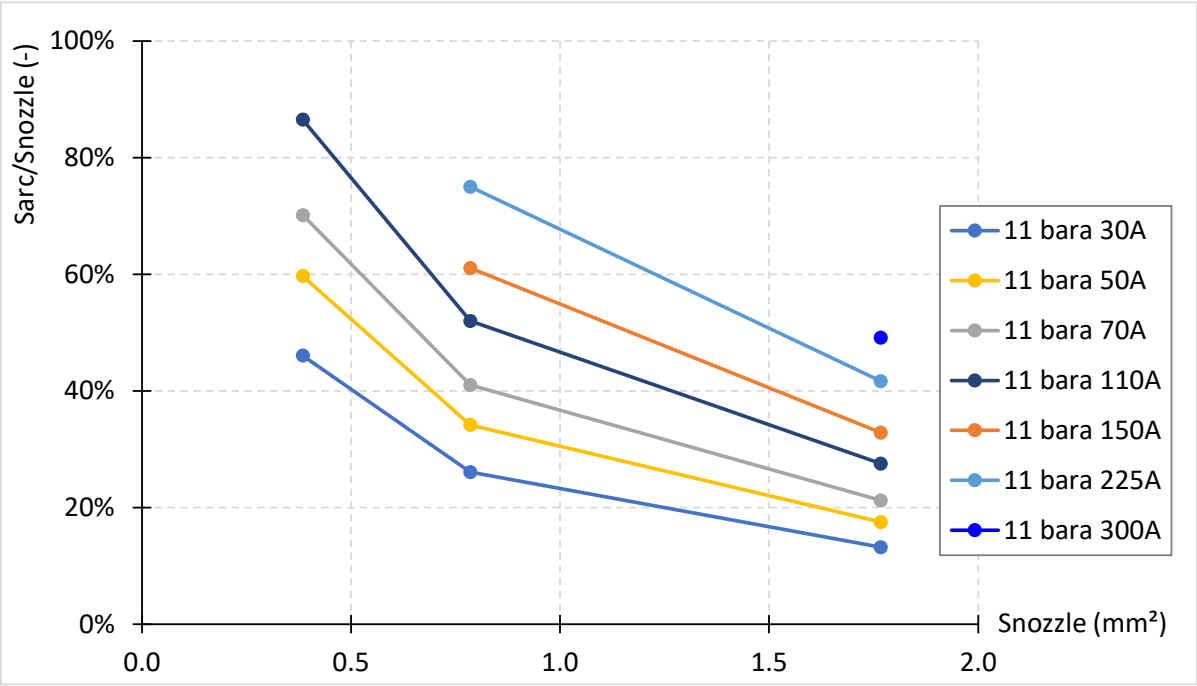


Figure 148 – Evolution du rapport entre la section d'arc et la section du col de la tuyère en fonction de la section du col de tuyère pour différentes intensités. Oxygène, 11 bara.

Cette observation est aussi faite à d'autres pressions, par exemple à 8 bara et 70 A dans le Tableau 29 ci-dessous qui compare les deux diamètres de tuyère extrêmes.

Diamètre tuyère	Section tuyère	Section d'arc	S_{arc}/S_{nozzle}	Densité de courant apparente Ja	Température maximale sur l'axe
mm	mm²	mm²	-	A/mm²	K
1.5	1.77	0.46	0.26	151	28925
0.7	0.38	0.33	0.85	213	29718

Tableau 29 – Taux d'occupation de la section du col de la tuyère pour deux diamètres de tuyère toutes choses égales par ailleurs (P_i = 8 bara et I = 70 A).

Dans ce cas, lorsque la section du col de tuyère est divisée par 5, on constate que :

- la section d'arc baisse de 30%
- la densité de courant augmente de 40%

L'effet de striction sur la constriction est donc significatif, avec des effets du même ordre de grandeur que ceux de l'intensité et de la pression, et incite à travailler avec des tuyères de diamètre faible, au plus proche de la limite de flash, dans l'objectif de maximiser la constriction.

Figure 148, le comportement non linéaire du taux d'occupation de la section de sortie $S_{arc}/S_{tuyère}$ montre que la striction n'est pas pure, mais en concurrence avec d'autres effets. La striction par accélération dans le convergent est en effet contrebalancée par l'accentuation de la diffusion radiale de la chaleur qu'il engendre. La diffusion radiale de la chaleur s'intensifie au fur et à mesure que le diamètre d'arc se réduit en raison de l'augmentation de la densité de courant, qui augmente la chauffe, et donc le gradient de température à la fois au numérateur (ΔT) et au dénominateur (R_{arc}). Cette compétition entre diffusion radiale de la chaleur et striction explique la variation des taux d'occupation de l'arc dans la section de sortie de la tuyère observée Figure 148, alors qu'il serait constant en striction pure. Le diamètre d'arc se réduisant moins vite que le diamètre de la tuyère, celle-ci finit par flasher lorsque l'arc touche la paroi. On ne peut pas obtenir par striction des arcs infiniment fins en réduisant asymptotiquement le diamètre de la tuyère vers zéro.

Puisqu'il y a compétition entre la striction et la vitesse de diffusion radiale de la chaleur, il est donc *a priori* intéressant pour augmenter la constriction :

- de concevoir des convergents progressifs, au sens de la variation continue de la section de passage, et sans arêtes vives, pour éviter les déformations des lignes de courant et les décollements qui risquent d'augmenter le mélange radial.
- d'augmenter le rapport de sections entre la section de l'écoulement en entrée de convergent et au col.
- de concevoir des tuyères avec des taux de contraction, c'est-à-dire le ratio dS/dz élevés de réduction de section dans le convergent par unité de distance parcourue, c'est-à-dire des convergents et des cols les plus courts possibles sans générer de décollement, de forme s'approchant du diaphragme.

Nous n'avons pas eu l'occasion de tester directement ces effets numériquement et expérimentalement, ayant fait le choix de tuyères « courtes » dès le début de nos travaux. On pourrait se référer à l'étude de Zhou & al en 2008 [216], qui ont étudié par CFD l'influence de la longueur du col cylindrique, et montrent que la température maximale au col baisse lorsqu'on allonge le col, ce qui confirme notre hypothèse. L'étude [216] de sensibilité à la longueur de canal n'a pas été menée à pression génératrice constante, mais à débit constant, ce qui ne permet pas de conclure directement. Cependant, leurs résultats montrent que la pression génératrice doit augmenter significativement pour maintenir le débit lorsque la longueur du col augmente, ce qui soutient indirectement l'hypothèse qu'un col long est néfaste à la constriction.

L'effet significatif de la striction sur la densité de puissance au col incite à imaginer une démarche de conception qui optimiserait par simulation CFD la forme de la chambre d'arc et du convergent pour maximiser la fonction objectif de densité de puissance au col, démarche qui n'a jamais été engagée à notre connaissance dans la littérature scientifique ouverte.

5.6.8. Evolution de la densité de courant

On observe Figure 149 l'évolution de la densité de courant moyenne (à gauche) et sur l'axe (à droite), en fonction de l'intensité.

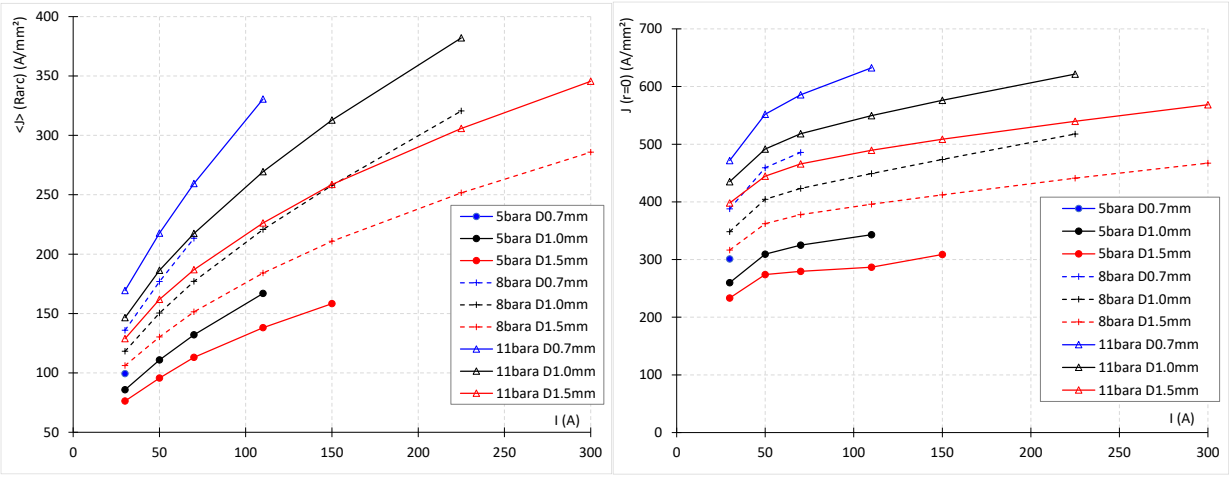


Figure 149 – Densité de courant sur l'axe (à gauche) et moyenne dans la colonne d'arc (à droite), en fonction de l'intensité pour 3 diamètres de tuyère et 3 pressions.

Toutes choses égales par ailleurs, on observe une augmentation factorielle de la densité de courant moyenne de la colonne d'arc (à gauche Figure 149, calculée au rayon de quantité de mouvement) avec l'intensité :

- ×2.1 entre 30 et 150 A quelle que soient les tuyères et les pressions. Le facteur est le même entre les courbes extrêmes D 0.7mm, P 11bara et D 1.5mm, P 5 bara
- ×1.3 entre 150 et 300 A
- ×2.7 entre 30 et 300 A

Aux plus fortes intensités, la pente de la densité de courant moyenne J_{arc} fonction de l'intensité s'atténue progressivement, sans atteindre (encore ?) d'asymptote à 300 A.

Il y a un facteur 5 entre les densités de courant moyennes mini (D 1.5 mm, 5 bara, 30 A) et maxi (D1 mm, P 11 bara, 225 A) de la colonne d'arc.

Note : si on trace la densité de courant moyenne calculée au rayon de conduction et non au rayon d'arc, les courbes ont sensiblement la même allure.

La densité de courant moyenne augmente significativement lorsque le diamètre de tuyère diminue, illustrant à nouveau le rôle important de la striction sur la constriction. Elle augmente linéairement avec le rapport S_{arc}/S_{nozzle} et légèrement plus vite avec D_{arc}/D_{nozzle}. On a donc intérêt pour maximiser la densité de courant à travailler avec des couches froides minces mais qui restent sûres du point de vue du risque de flash car on ne gagne pas beaucoup à avoir des couches minces trop faibles du point de vue de la constriction, alors que le risque de flash augmente très vite.

La densité de courant sur l'axe, à droite Figure 149, présente les mêmes tendances que la densité de courant moyenne, mais avec une augmentation avec l'intensité de pente moins raide.

5.6.9. Bilan d'énergie local sur l'axe

On s'intéresse à la transformation du passage du courant en chaleur dans l'écoulement sur l'axe du jet plasma, c'est-à-dire à l'effet Joule.

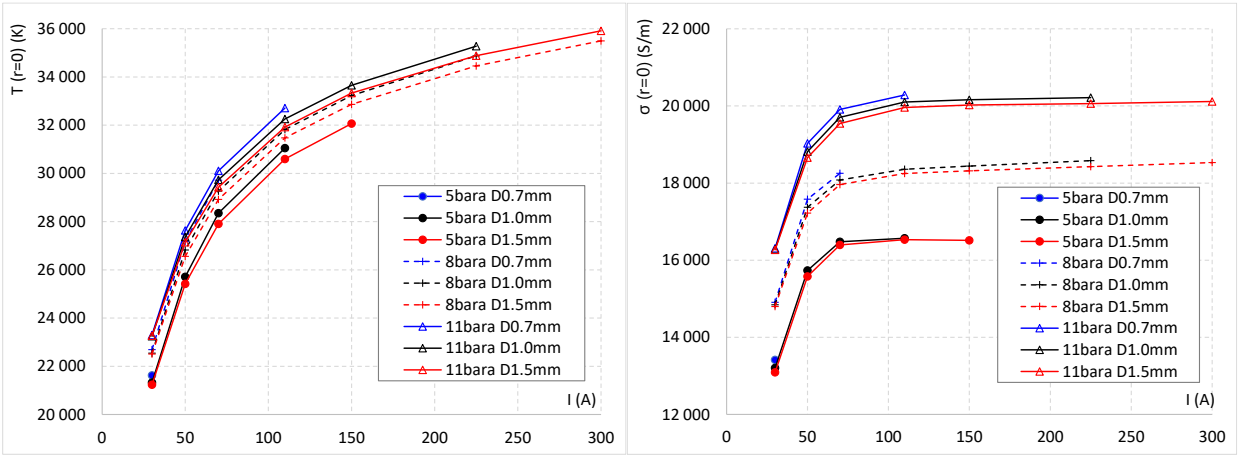


Figure 150 – Température sur l'axe (à gauche) et conductivité électrique (à droite) pour 3 diamètres de tuyère et 3 pressions.

Sur la Figure 150, on constate que la température sur l'axe augmente beaucoup avec l'intensité, qui en est cette fois-ci le principal déterminant, bien avant le diamètre de tuyère ou la pression. Cette augmentation de température se traduit (Figure 150 à droite) par une augmentation de la conductivité électrique sur l'axe, très visible aux faibles intensités (30 et 50 A) et pratiquement insignifiante au-delà de 70 A. L'interprétation de ces courbes est directement liée à la dépendance de la conductivité électrique à la pression (faiblement) et surtout à la température.

L'augmentation conjointe de la température sur l'axe et du rayon d'arc avec l'intensité a été observé à l'identique dans les simulations CFD de la thèse de B. Jodoin [227], qui portait sur des torches soufflées à tuyère supersonique utilisées en projection thermique. On en extrait les profils radiaux

de température en sortie de tuyère calculés Figure 151 ci-dessous, dont la température maximale sur l'axe est significativement inférieure aux tuyères de coupage plasma en raison de l'expansion de l'écoulement dans le divergent de la tuyère.

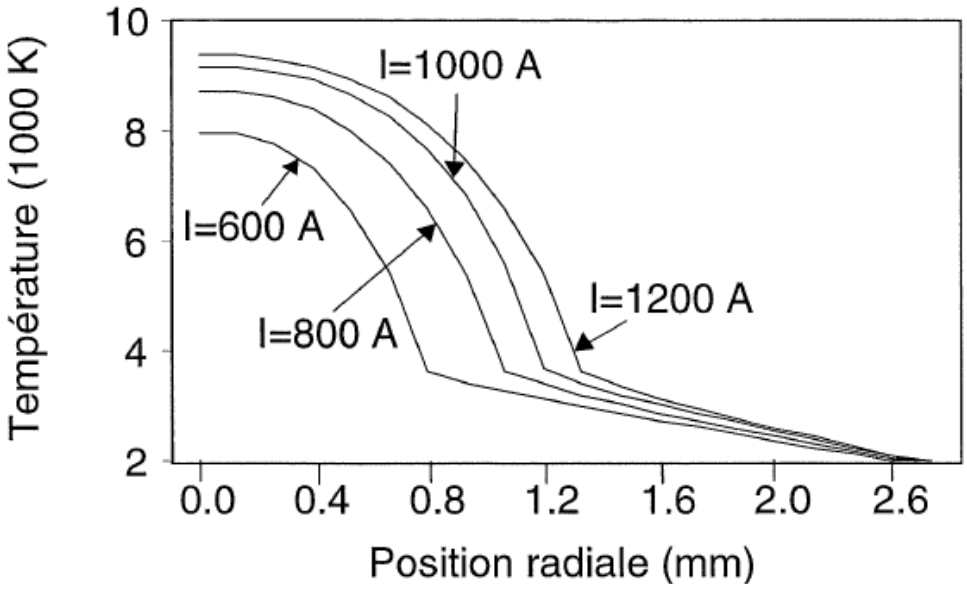


Figure 151 – Evolution du profil radial de température en fonction de l'intensité calculé par CFD en sortie de tuyère de Laval de torche plasma Ar-H2 soufflée. D'après Jodoin [227].

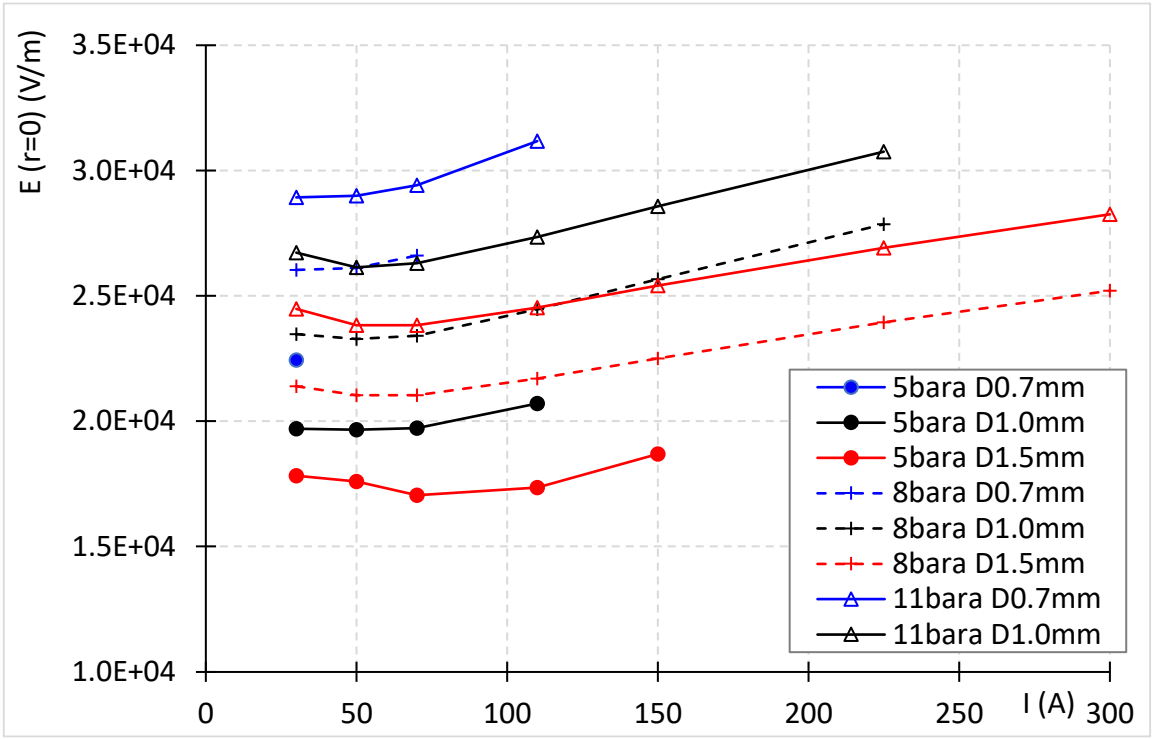


Figure 152 – Champ électrique sur l'axe en fonction de l'intensité pour 3 diamètres de tuyère et 3 pressions.

Figure 152, le champ électrique sur l'axe est peu variable avec l'intensité, ce qui traduit une résistance d'arc évoluant approximativement comme l'inverse de l'intensité, ou encore une augmentation de la section d'arc proportionnelle à l'intensité à conductivité électrique « peu » variable.

Si on regarde plus en détail, les courbes de champ électrique sont généralement légèrement décroissantes puis croissantes. On interprète ce minima autour de 70 A comme suit :

- A faible courant, la conductivité électrique continue de baisser avec l'augmentation de la température, ce qui diminue plus fortement la résistance d'arc qu'une simple augmentation de sa section proportionnelle à l'intensité. Cette évolution est classique des courbes caractéristiques U=f(I) généralement décroissantes des arcs à faible courant, et des arcs libres ou peu constrictés.
- A fort courant, à plus haute température, l'augmentation de la conductivité électrique avec la température devient négligeable, et l'effet de l'intensité est très principalement d'augmenter la section d'arc. D'une part, le flux enthalpique massique dans la colonne d'arc augmente ce qui implique une augmentation du champ électrique. D'autre part, l'arc se rapprochant des parois de la tuyère, l'effet de striction augmente ce qui limite le taux d'augmentation de la section d'arc avec l'intensité, et augmente le champ électrique.

Cette observation est compatible avec les analyses historiques descriptives des courbes caractéristiques des arcs constrictés par refroidissement convectif, par exemple d'après Maecker [195] (1959) ci-dessous, alors que certaines courbes caractéristiques d'arcs à faible intensité ou libres sont exclusivement descendantes, cf. Figure 157.

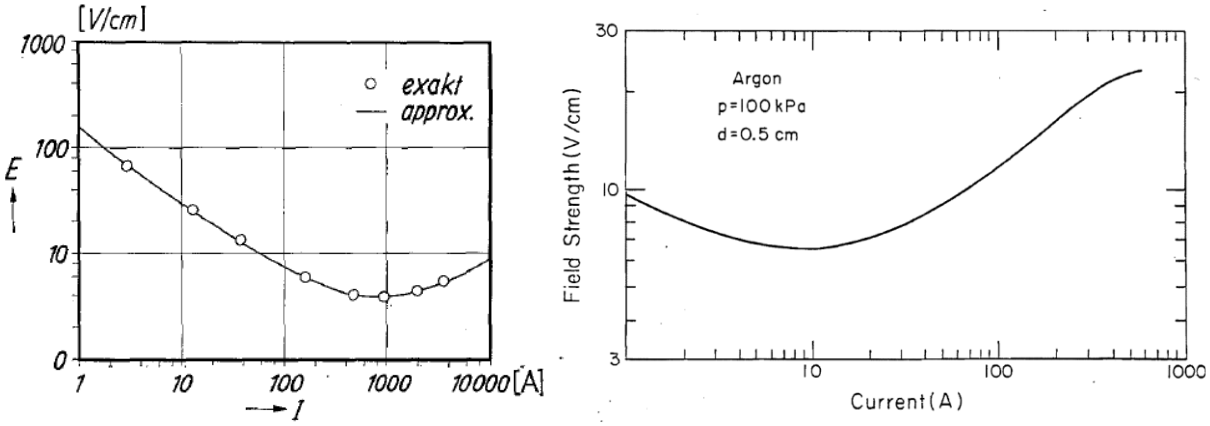


Figure 153 - Courbe caractéristique de champ électrique en fonction du courant pour un arc d'hydrogène (à gauche) et d'argon (à droite), d'après les mesures de Maecker [195] et [167] et.

Le champ électrique au col :

- augmente de 25 à 30% quand la section de la tuyère diminue d'un facteur 4.5 (de 1.5 mm de diamètre à 0.7 mm de diamètre)
- augmente de 30% à 35% quand la pression est multipliée par 2.2, de 5 à 11 bara

Ces effets très visibles de la pression et du diamètre de tuyère sur le champ électrique au col montrent que le champ électrique, et par extension la tension d'arc, sont des indicateurs pertinents, et sensibles, de la constriction à intensité constante.

Pour mieux interpréter les effets électriques sur la chauffe et l'enthalpie du plasma en s'affranchissant de l'effet de la pression, on trace Figure 154 les termes sources sur l'axe de la puissance de chauffe par effet Joule et la puissance perdue par rayonnement par unité de masse, c'est-à-dire au premier ordre en adimensionnalisant par la pression, dont l'effet devrait s'annuler.

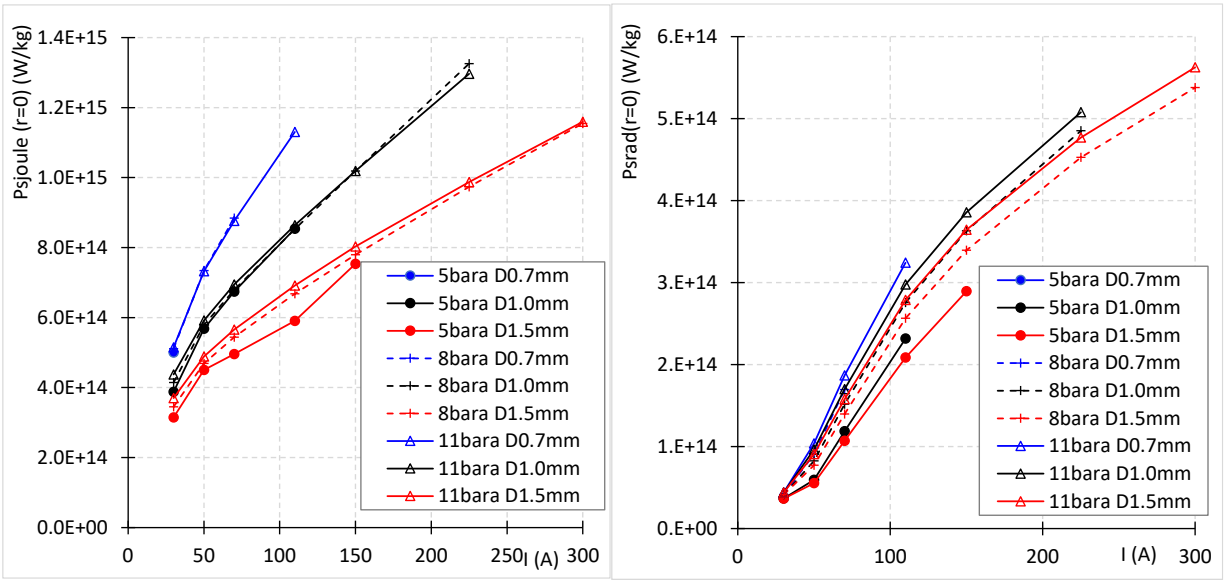


Figure 154 – Puissance spécifique (par unité de masse) sur l'axe de chauffe par effet joule (à gauche), et de pertes radiatives (à droite) en fonction de l'intensité pour 3 diamètres de tuyère et 3 pressions.

Figure 154 à gauche, l'effet Joule par unité de masse sur l'axe dépend presque exclusivement de l'intensité et du diamètre de la tuyère, la pression ne semble effectivement pas jouer. Cette courbe est une nouvelle illustration de l'importance de la striction par le diamètre de la tuyère qui détermine directement le terme source de chauffe par unité de masse dans le plasma à intensité donnée.

Figure 154 à droite, les pertes radiatives par unité de masse de plasma sur l'axe augmentent très rapidement avec l'intensité, l'augmentation avec la pression est bien secondaire, mais tout de même visible. C'est-à-dire que le coefficient multiplicateur de la pression pour le coefficient d'émission nette volumique (en W m^{-3} sr^{-1}) est légèrement supérieur à celui pour la multiplication de la masse volumique du plasma.

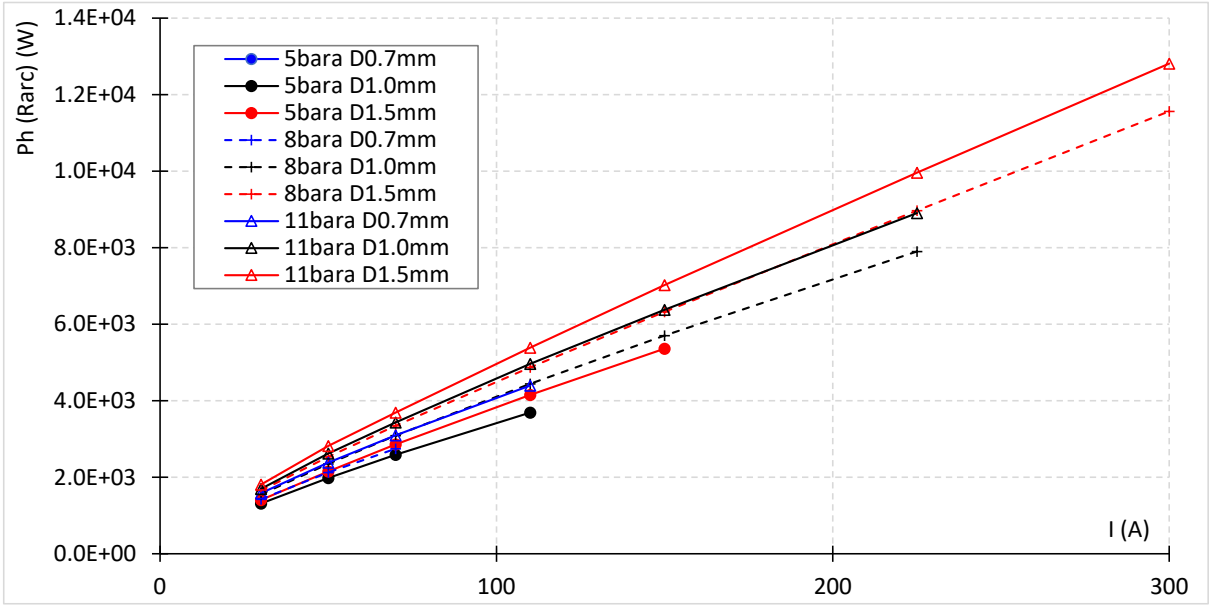


Figure 155 – Puissance thermique de l'arc, ou flux enthalpique intégré sur la section d'arc en fonction de l'intensité, pour 3 pressions génératrices et 3 diamètres de tuyère différents.

On trace Figure 155, la puissance thermique (ou puissance enthalpique) de la colonne d'arc, c'est-à-dire l'intégrale du flux enthalpique qui passe à travers la section d'arc au col de la tuyère.

$$Ph = \int_0^{R_{arc}} 2\rho U_x h \pi r dr$$

Équation 30 – Puissance enthalpique

Note : la référence de température prise pour l'enthalpie étant à 0 K, cette puissance n'est pas directement la puissance de chauffe du plasma associée à une variation d'enthalpie, mais celle-ci à la constante près du flux d'enthalpie des gaz frais entrant dans la colonne d'arc à 300 K.

La puissance thermique de la colonne d'arc croit linéairement avec l'intensité, avec une légère dépendance au diamètre de tuyère et à la pression.

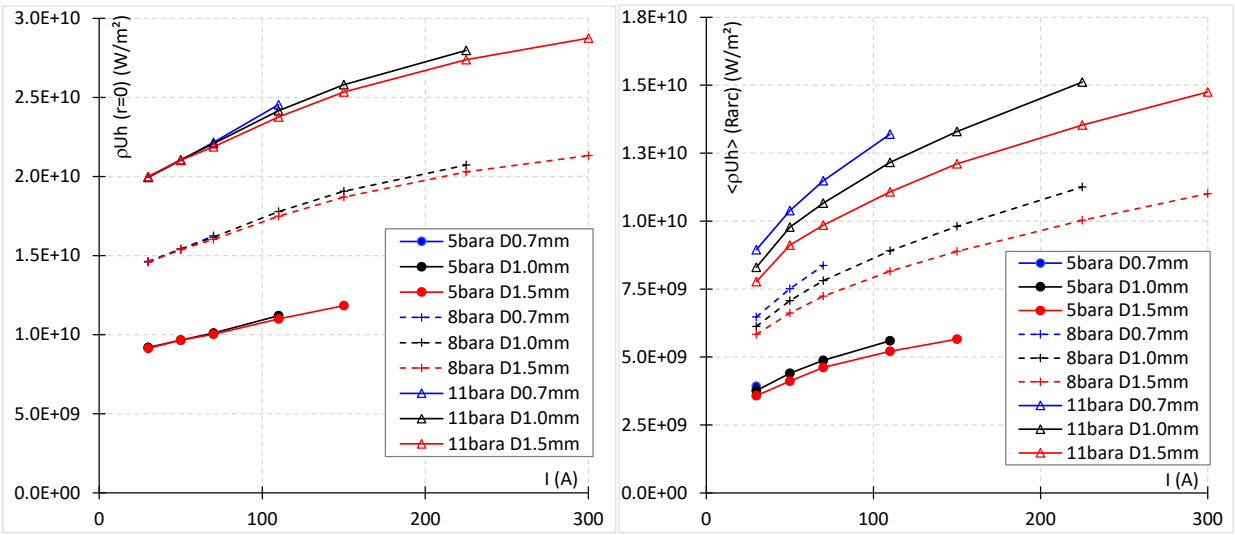


Figure 156 – Effet de l'intensité sur le flux enthalpique (ou thermique) pour 3 pressions génératrices et 3 diamètres de tuyère. A gauche: flux sur l'axe. A droite : flux enthalpique moyenné sur la section d'arc prise au rayon d'arc Rarc.

Figure 156, le flux enthalpique sur l'axe semble dépendre exclusivement de la pression P et de l'intensité I, et très peu du diamètre de tuyère D, alors que l'influence du diamètre de tuyère est visible sur le flux enthalpique moyenné sur la section de la colonne d'arc. Ce résultat pour le flux thermique sur l'axe semble être une coïncidence alors que les paramètres constructifs du bilan thermique local (conductivité électrique, champ électrique et densité de courant), ont une dépendance significative au diamètre de la tuyère au niveau de l'axe : ils « perçoivent » bien l'effet de la striction par la paroi et ne sont pas le fruit exclusif d'un équilibre thermique local, par exemple entre effet Joule et pertes radiatives indépendamment des transferts à l'échelle de la colonne.

Sur l'axe du jet plasma, le flux thermique est à peu près proportionnel à la pression génératrice. Tout se passe comme si l'augmentation de la masse volumique du plasma liée à l'augmentation de la pression était intégralement compensée par une augmentation de la puissance thermique massique apportée au plasma, caractérisée par l'augmentation du champ électrique et de la conductivité thermique, au-delà de l'augmentation des pertes, e.g. radiatives, qui augmentent elles-aussi avec la pression par unité de masse.

A intensité et pression constantes, l'effet d'une réduction du diamètre de la tuyère, qui réduit le diamètre de la colonne d'arc et augmente la striction est :

- de réduire la puissance thermique totale dans la colonne d'arc
- d'augmenter la densité de puissance moyenne dans la colonne d'arc, alors que la densité de puissance maximale (sur l'axe) reste à peu près inchangée

L'effet de la réduction du diamètre de la colonne d'arc est donc inverse selon que l'on regarde la puissance totale transférée au gaz ou bien la densité de puissance dans la colonne d'arc.

5.6.10. Analyse et mise en perspective de l'effet de la pression

On a déjà constaté qu'une augmentation de pression a des effets constrictifs avec :

- une diminution significative du diamètre d'arc, cf. Figure 145 p179.
- une augmentation de la tension d'arc et du champ électrique moyen, cf. section 4.5.4. p128 et suivantes, par exemple Figure 100.
- une augmentation légère de la température d'arc sur l'axe, cf. Figure 150.

Le rôle constrictif d'une augmentation de la pression est aussi décrit dans de nombreuses sources, par exemple dans un récent article de revue de Diab & al (2024) sur les arcs à haute pression [230]. Un brevet historique (1966) du fabricant Kjellberg [209] sur le coupage plasma décrit que l'augmentation de la pression d'alimentation des tuyères de coupage plasma entre 30 et 100 bar permettait d'augmenter l'intensité du courant et la puissance d'arc sans endommager les tuyères (sans flash), par rapport à l'utilisation de pressions de l'ordre de 5 barg.

Les ouvrages classiques sur les arcs de Boulos & al [66], ou Hirsch/Pfender [68] montrent que l'augmentation de la pression induit généralement une augmentation de la tension d'arc et du champ électrique moyen, comme illustré Figure 157 ci-dessous.

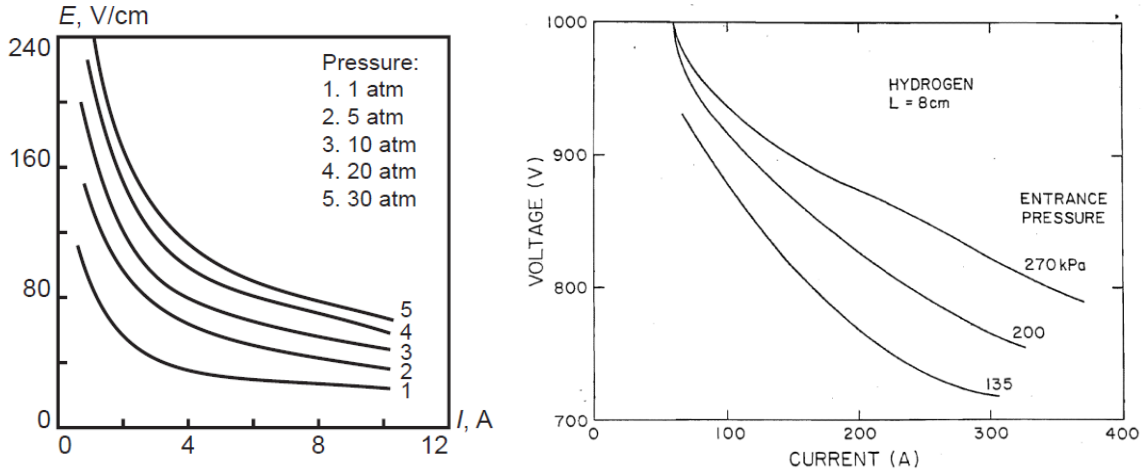


Figure 157 – A gauche, évolution du champ électrique avec l'intensité et la pression dans un arc, d'après [192], A droite, évolution de la tension d'un arc d'hydrogène en fonction de l'intensité pour différentes pressions (d'après M. Hirsch, [68])

L'augmentation de la pression d'alimentation dans les torches plasma soufflées est aussi généralement associée à une capacité à générer des jets à plus haute enthalpie et densité de puissance. La torche soufflée à tuyère supersonique pour la simulation de ré-entrée atmosphérique décrite dans [67] (M. Hirsch, section par E. Pfender p378) délivre par exemple un jet de plasma d'air d'enthalpie 15 MJ/kg (puissance 37 MW sous 125 bar, avec un arc de plus de 1 m de longueur).

Zhukov [135], décrit Figure 158 l'augmentation du champ électrique avec la pression dans les torches soufflée à gaz plasmagène hydrogène jusqu'à 9 bara.

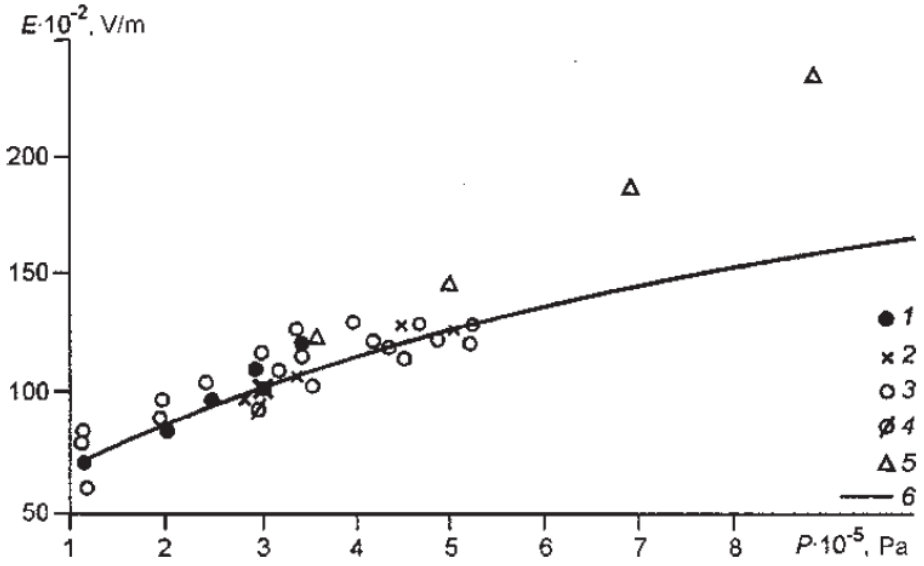


Fig. 5.42. Dependence of the strength of the electrical field of the arc on the pressure of hydrogen in the channel. *1–3*) $G = 3 \cdot 10^{-3}$ kg/s, $I = 300 \div 600$ A; *4*) $G = 4 \cdot 10^{-3}$ kg/s, $I = 500$ A; *5*) data from [69]; *6*) calculated from equation (5.33).

Figure 158 – Effet de la pression sur le champ électrique dans une torche plasma soufflée (H_2) d'après Zhukov [135].

Plus récemment, Gueye & al (2015 [229]) ont présenté l'effet constrictif de la pression, jusqu'à 20 bar, sur une colonne d'arc théorique sous hydrogène stabilisée par parois et modélisée par l'équation d'Elenbaas-Heller. Avec un modèle thermique exclusivement conducto-radiatif, ils montrent que le rayon de conduction de la colonne d'arc, défini par un seuil de conductivité électrique, est divisé par deux environ lorsque la pression d'hydrogène passe de 1 bara à 20 bara ; le champ électrique étant multiplié par environ deux aussi. Leurs conclusions indiquent que cet effet est lié à l'augmentation des pertes radiatives avec la pression.

Nous avons de notre côté expérimenté le comportement de torches plasma à tuyère sonique sous air pour une pression allant jusqu'à 33 bara, en déplacement à vitesse rapide sur une anode martyre (bord de tôle) pour maintenir une longueur d'arc constante. Les mesures de tension d'arc présentées Figure 159 montrent une augmentation linéaire nette de la tension avec la pression, traduisant une augmentation proportionnelle de la puissance d'arc à longueur d'arc constante.

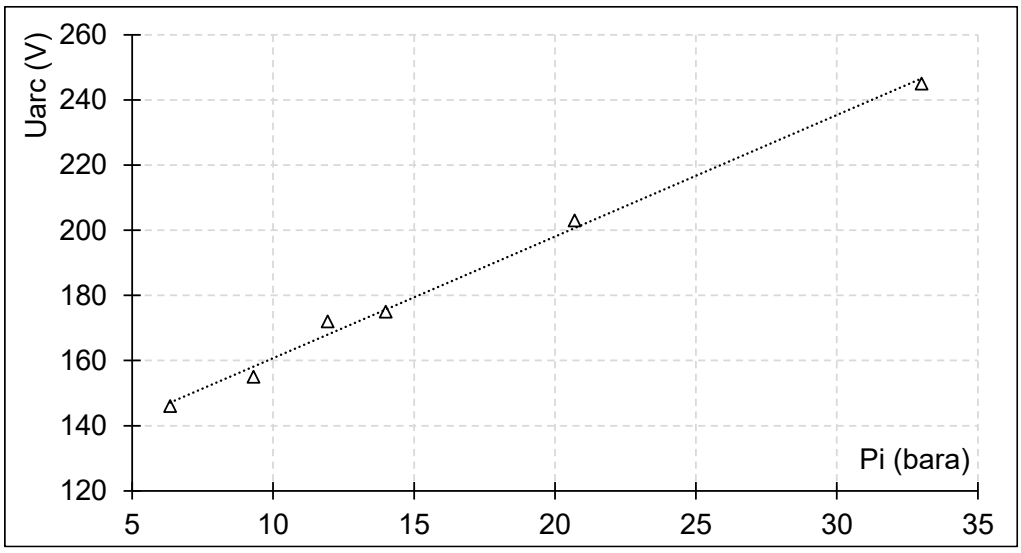


Figure 159 – Evolution de la tension d'arc d'une torche de coupage sous air à 60 A en fonction de la pression d'alimentation. Tuyère 1 mm de diamètre sur anode martyre, longueur d'arc constante.

Nous avons aussi pu caractériser Figure 160 la possibilité d'opérer sans risque de flash des tuyères à densité de courant apparente J_a[11] croissante lorsqu'on augmente la pression génératrice. C'est une preuve expérimentale de plus de la corrélation entre les mesures de rayon d'arc par la mesure du débit, et l'observation expérimentale pratique d'un arc en situation de flash qui toucherait la paroi de la tuyère (et la détruirait).

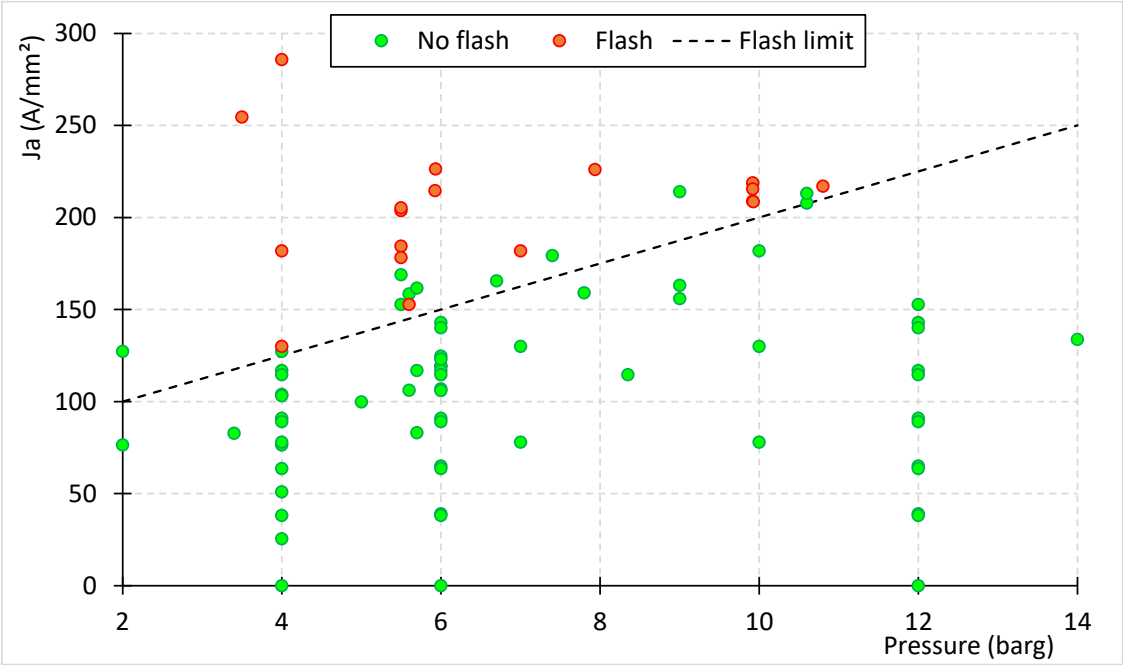


Figure 160 – Cartographie expérimentale du phénomène de flash tuyère (arc en contact avec la paroi) en fonction de la pression, pour des conditions variées d'intensité et de diamètre de tuyère : Densité de courant apparente (intensité rapporté à la section tuyère) en fonction de la pression d'alimentation torche (barg) pour des points de fonctionnement sans flash (en vert) et avec flash (en rouge).

Dans le cadre de la validation du modèle CFD, on a aussi obtenu expérimentalement et numériquement des valeurs de débits pour une pression variable dont les résultats sont présentés Figure 161.

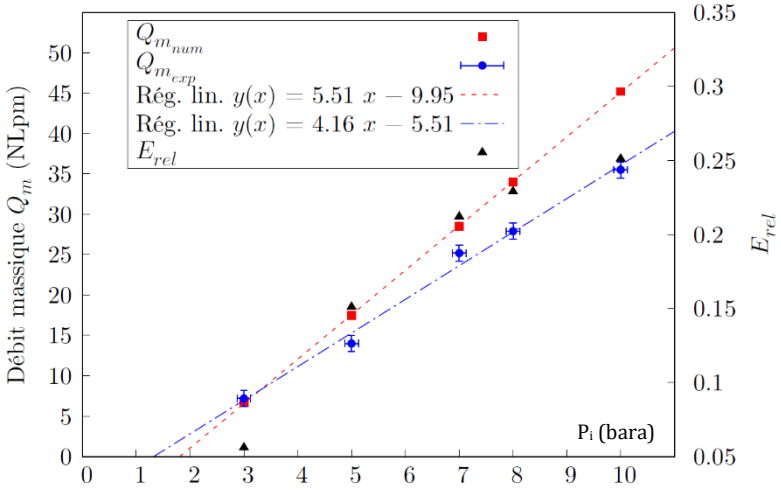


Figure 161 : Évolution du débit dans la torche en fonction de la pression génératrice Pi. Valeurs expérimentales et numériques - $I = 50\ A$ - DAM $\theta_{rz} = 49.1°$

[11] Voir définition au 2.4.1

Dans ce cas de l'évolution du débit avec la pression génératrice, on obtient à nouveau des tendances similaires entre les résultats expérimentaux et numériques, avec un débit qui croit lorsque la pression génératrice augmente. Un bon accord est obtenu pour les faibles pressions, mais un écart croissant apparait pour les pressions plus élevées. Les profils radiaux obtenus juste en amont de la sortie de la tuyère sont également présentés Figure 162 ci-dessous.

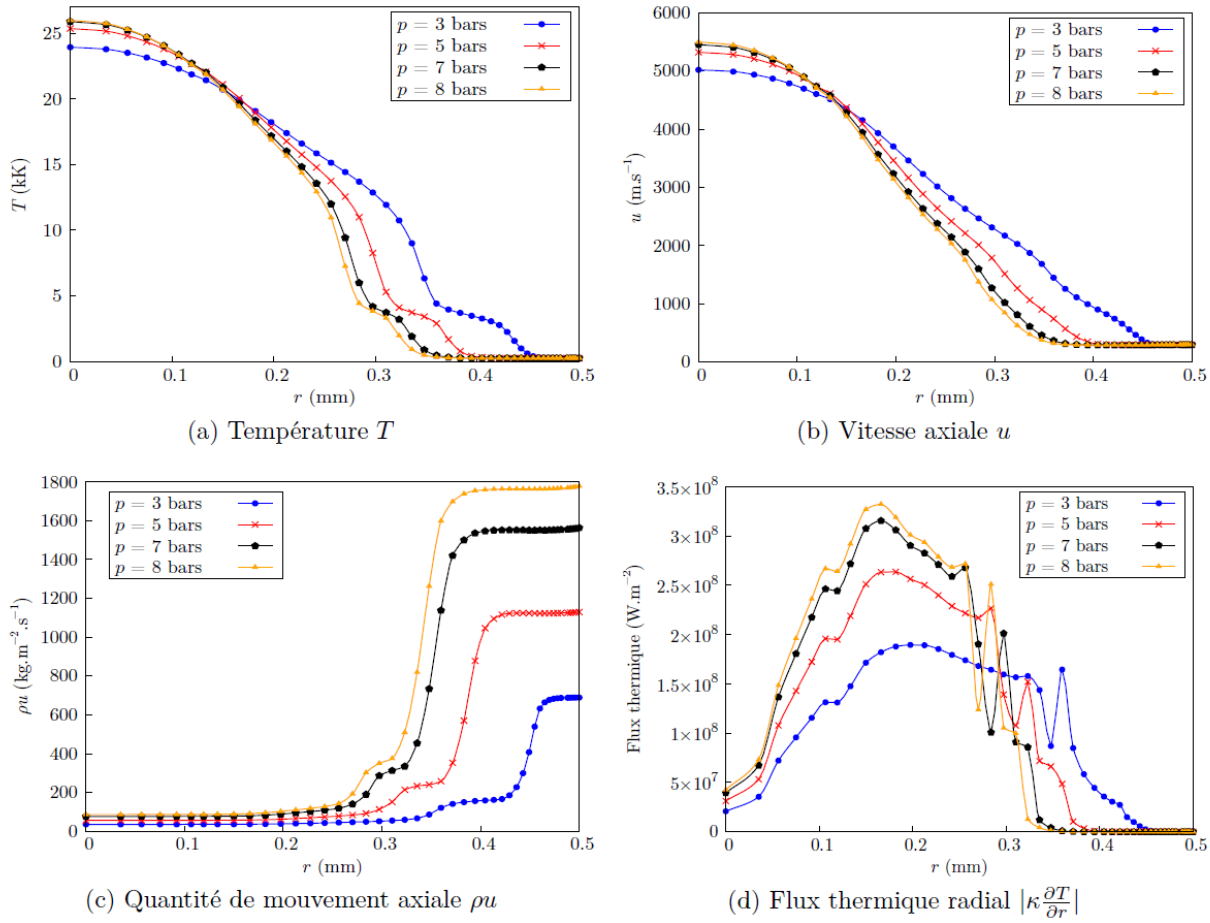


Figure 162 : Profils radiaux obtenus par CFD à la sortie d'une tuyère plasma sous oxygène. $I = 50$ A pour différentes pressions génératrices (en bara).

L'augmentation de la pression génératrice a un double effet sur la couche froide :

- d'une part, lorsque P_i augmente, la masse volumique de la couche froide augmente, et donc la quantité de mouvement axiale de la couche froide augmente également. On peut aussi voir que la vitesse dans la couche froide reste bien constante quelle que soit la valeur de P_i : l'écoulement dans la couche froide ne semble pas influencé par la présence de l'arc.
- d'autre part, on voit que lorsque P_i augmente, l'épaisseur de la couche froide augmente également, caractérisant la constriction de l'arc par diminution de son diamètre.

Ces deux effets s'additionnent et impliquent que le débit est croissant lorsque la pression génératrice augmente ; non seulement de manière mécanique en raison de l'augmentation de pression, mais aussi en raison de la diminution de la section d'arc obstruant la tuyère.

Pour montrer que l'augmentation de la masse volumique de la couche froide n'est pas le seul phénomène impliquant l'augmentation du débit avec la pression génératrice, on trace Figure 163 les coefficients de décharges Cd caractérisant le rapport entre le débit obtenu à chaud et celui obtenu à froid, c'est-à-dire celui du col sonique théorique.

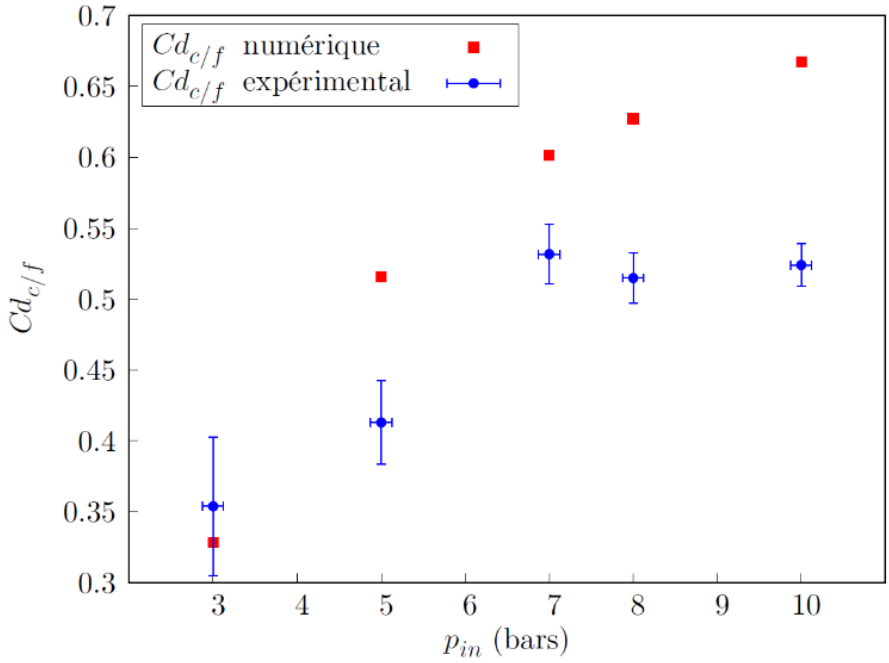


Figure 163 : Coefficients de décharge en fonction de la pression génératrice - $I = 50\ A$ – diffuseur $\theta_{rz} = 49.1°$

On constate que les coefficients de décharge sont bien croissants lorsque la pression génératrice augmente. Dans le cas d'un écoulement à froid, lorsque la pression génératrice et la masse volumique du gaz augmentent, le débit augmente également, mais le coefficient de décharge reste constant. Ainsi, dans le cas de l'écoulement à chaud, le fait que les coefficients de décharge sont croissants signifie bien qu'il y a en plus une modification de la section de passage du gaz froid, c'est-à-dire un effet de constriction.

On trace ensuite Figure 164 les profils radiaux obtenus au col de la tuyère par CFD pour deux pressions très différentes (5 et 11 bara) à intensité (70 A) et diamètre de tuyère (1 mm) identiques.

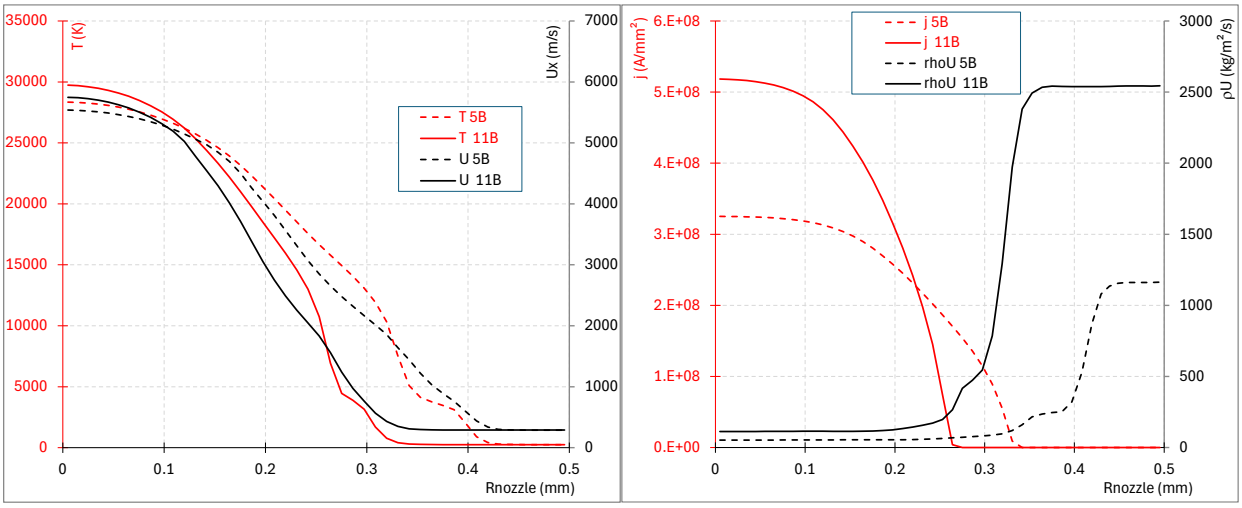


Figure 164 – Comparaison des profils radiaux au col pour deux pressions génératrices 5 bara (pointillés) et 11 bara (trait plein). A gauche : température et vitesse axiale. A droite : Densité de courant et quantité de mouvement. I = 70 A, diamètre tuyère = 1 mm.

On observe Figure 164 :

- que l'augmentation de pression est caractérisée par un rayon d'arc significativement en baisse. Les vitesses et les températures maximales au cœur de la colonne d'arc varient peu en revanche (Figure 164 à gauche).

- que le flux massique (quantité de mouvement) ρU évolue de manière triviale presque directement avec l'augmentation proportionnelle de la densité du milieu avec la pression.
- et sur la Figure 164 à droite, que la densité de courant augmente significativement en raison du courant total imposé, maintenu sur une section de passage conductrice plus faible. Cette évolution confirme la vision macroscopique que l'on peut avoir de la colonne d'arc comme un conducteur électrique dont la résistivité du milieu varie certes légèrement avec la température, cf. Figure 166, mais dont la résistance équivalente est définie au premier ordre par sa section de passage.

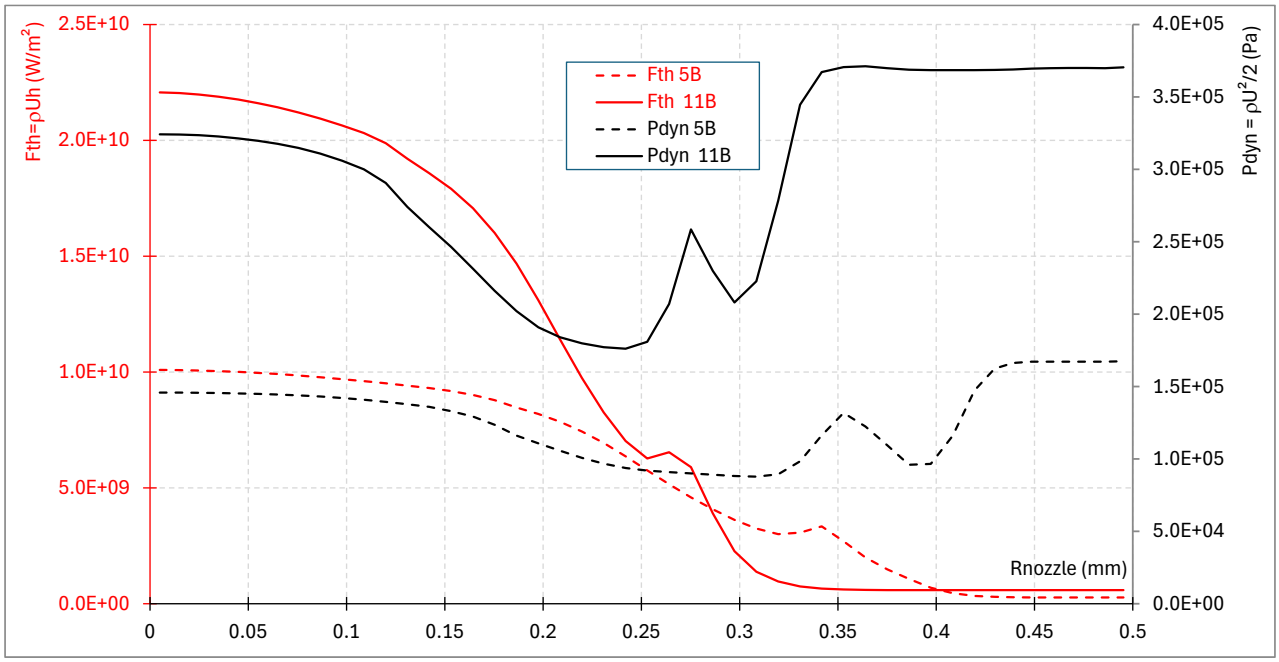


Figure 165 - Comparaison des profils de sortie (au col) du flux enthalpique (en rouge) et de la pression dynamique (en noir) pour deux pressions génératrices : 5 bara (pointillés) et 11 bara (traits pleins). I = 70 A, diamètre tuyère = 1 mm.

Figure 165, la constriction par augmentation de pression se traduit par des flux de masse et de chaleur beaucoup plus élevés, directement et de manière presque proportionnelle à l'augmentation de la masse volumique.

La constriction avec la pression va cependant au-delà de l'effet mécanique de la masse volumique, en réduisant la section d'arc. Pourquoi le rayon d'arc est-il plus faible lorsqu'on augmente la pression ?

On a observé Figure 162 d) que les flux conductifs radiaux augmentaient significativement avec la pression. Pour chercher à l'expliquer, on trace Figure 166 l'évolution des conductivités électriques et thermiques (à gauche), ainsi que la diffusivité thermique et la capacité calorifique volumique (à droite), propriétés déterminantes pour l'effet Joule et la diffusion de la chaleur qui déterminent la structure radiale de l'arc.

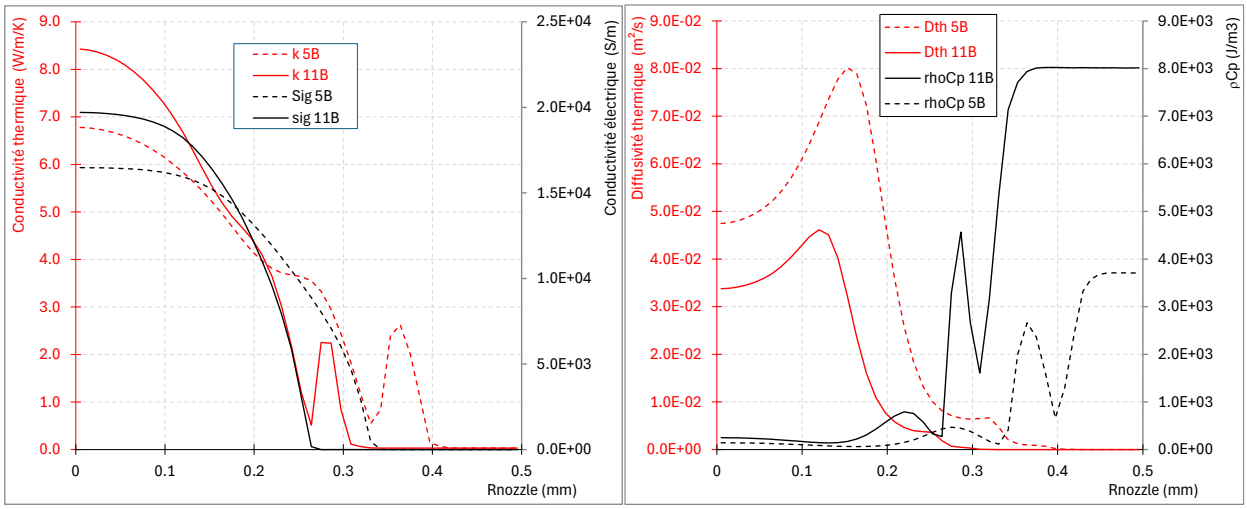


Figure 166 - Comparaison des profils radiaux au col pour deux pressions génératrices 5 bara (pointillés) et 11 bara (trait plein). A gauche : conductivité électrique et thermique. A droite : Diffusivité thermique et capacité calorifique volumique. Conditions de la simulation : I = 70 A, diamètre tuyère = 1 mm.

L'effet de constriction avec la pression ne semble pas lié aux variations des conductivités thermique et électrique, qui évoluent assez peu entre les deux cas étudiés Figure 166 à gauche, et de manière ayant des effets opposés : la légère augmentation de la conductivité électrique aurait tendance à intensifier le dépôt de l'énergie au centre de la colonne d'arc, mais la légère augmentation de la conductivité thermique aurait tendance à mieux diffuser la chaleur et donc à étaler la zone électriquement conductive (donc chauffée) de l'arc.

Une première hypothèse explicative pour l'effet de réduction du rayon d'arc avec la pression est la réduction de la diffusivité thermique, dont la baisse avec la pression, via l'effet de la densité, réduit l'étalement radial de la colonne d'arc par diffusion de la chaleur. L'effet d'une augmentation de pression génératrice de 5 à 11 bara sur les transferts thermiques par conduction, qui est le phénomène dominant pour la constriction, est donc d'augmenter un peu (~+15%) la conductivité thermique (+20% à gauche), mais surtout diviser par deux environ la diffusivité thermique, proportionnelle à $1/\rho$ donc à $1/P$ (à droite).

Dans le régime d'écoulement à fort refroidissement convectif que nous étudions, l'effet physique de la pression semble ainsi lié à l'augmentation importante de la quantité volumique de chaleur ρC_p qu'il faut apporter pour chauffer le gaz frais lors de son ingestion dans la colonne d'arc. En se plaçant d'un point de vue lagrangien qui suivrait le déplacement d'une section de l'écoulement dans son parcours de l'amont vers l'aval dans la tuyère, la vitesse de propagation radiale de la chaleur dans le gaz froid est bien dépendante de la diffusivité thermique, c'est-à-dire du rapport entre conductivité thermique et chaleur spécifique volumique, et pas seulement de la conductivité thermique comme le serait un problème de thermique stationnaire sans convection, c'est-à-dire sans écoulement.

Cependant, cette explication par le seul paramètre de la diffusivité thermique est contredite par les études portant sur d'autres gaz plasmagènes que l'oxygène. En effet, le plasma d'argon a, à pression constante, à la fois une conductivité thermique et une diffusivité thermique inférieure aux autres gaz plasmagènes classiquement utilisés dans l'industrie : N_2, O_2, H_2, et ce sur toute la plage de température qui nous intéresse, comme présenté Figure 167 ci-dessous.

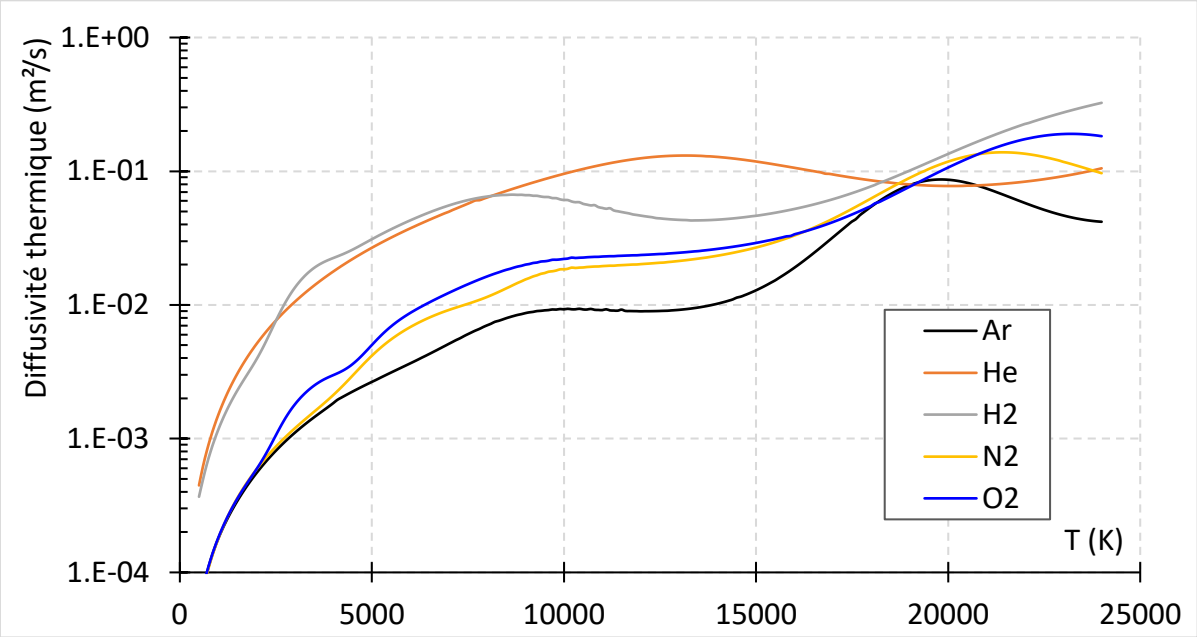


Figure 167 - Diffusivité thermique à 1 bara de gaz plasmagènes usuels en fonction de la température. Courbes tracées d'après les tables de Thermal Plasmas [66].

Or, les arcs sous argon sont réputés moins constrictés, à pression identique, que ceux des autres gaz plasmagènes de cette cohorte. Nous avons pu directement le vérifier expérimentalement à de nombreuses reprises :

- par exemple en constatant les tensions très inférieures d'arcs sous argon à celles d'arcs sous oxygène ou azote toutes choses égales par ailleurs,
- ou encore en observant une limite de flash, ou intensité maximale toutes choses égales par ailleurs, très inférieure en argon par rapport par exemple à l'oxygène.

L'importance de la nature du gaz plasmagène sur la densité de puissance est aussi aujourd'hui un consensus scientifique fort, traditionnellement expliqué dans la littérature par l'enthalpie spécifique massique inférieure de l'argon par rapport aux autres gaz industriels, que nous présentons Figure 168. C'est l'explication de la plus grande enthalpie des jets plasma de gaz moléculaires (cf. 2.5.1), par exemple dans les torches soufflées à vapeur d'eau développées pour créer des jets à forte enthalpie (e.g. Hrabovsky [193]), où on ajoute dans ce cas la chaleur latente de vaporisation de l'eau à la quantité d'énergie qu'il faut pour ioniser le milieu. On se référera aussi par exemple aux travaux de Roumilhac [228], qui conclut d'études sur les torches plasma de projection thermique que l'augmentation de la teneur en hydrogène dans un gaz plasmagène argon augmente la constriction de la colonne d'arc.

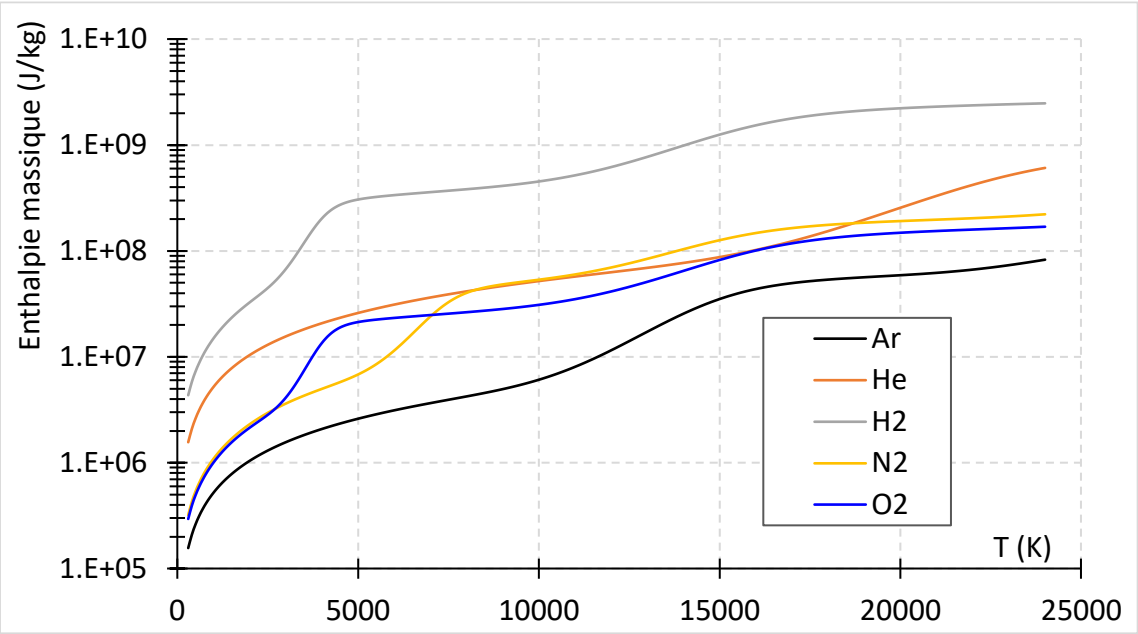


Figure 168 - Enthalpie massique de différents gaz plasmagènes à 1 bara, Courbes tracées d'après les tables de Thermal Plasmas [66].

On voit ainsi Figure 168 que l'enthalpie massique de l'argon est de l'ordre de 5 à 10 fois moins élevée que celle de l'azote ou de l'oxygène, sur toute la plage de température qui nous intéresse.

Certains auteurs ont proposé Figure 169 le ratio entre l'enthalpie et la conductivité électrique comme grille de lecture complémentaire, interprétation qui ne modifie pas significativement l'ordonnancement des gaz les uns par rapport aux autres suivant le seul critère d'enthalpie massique transportée à conductivité électrique donnée.

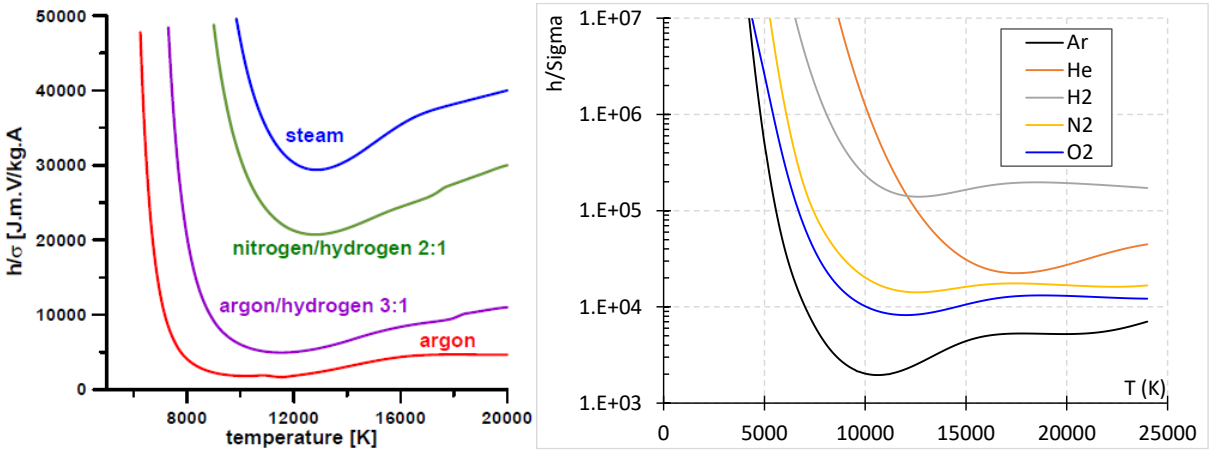


Figure 169 – Ratio entre enthalpie et conductivité électrique pour différents gaz plasmagènes à 1 bar. A gauche d'après Hrabovsky [193]. A droite courbes tracées d'après les tables de Thermal Plasmas [66].

La seule diffusivité thermique n'est donc pas suffisante pour décrire l'effet de constriction par la pression, qu'on évalue celle-ci localement autour de la frontière de conduction électrique de l'arc ou sur toute la plage de température couverte entre le centre de l'arc et la couche froide. Une difficulté apparait alors en ce que le coefficient de diffusivité thermique fait intervenir les phénomènes physiques que nous avons identifiés comme primordiaux : la compétition entre conductivité thermique et chaleur spécifique volumique spécifique ρC_p, qui tient bien compte des effets de pression (via ρ) et de la quantité de chaleur réactionnelle liée aux dissociations moléculaires. Or ces pics de quantité de chaleur réactionnelle qui induisent l'enthalpie élevée des gaz moléculaires sont

associés aux mêmes pics de conductivité thermique réactionnelle, ce qui devrait conduire à obtenir des arcs sous argon plus constrictés que ceux sous gaz moléculaires.

Pour résoudre le paradoxe apparent tout en expliquant le rôle de la pression, il faut d'une part bien dissocier les paramètres de rayon d'arc et d'enthalpie pour interpréter la constriction, et d'autre part prendre en compte le bilan d'énergie globale de toute la colonne d'arc.

Au premier ordre, on a vu que la température maximale n'augmentait pas beaucoup avec la pression. Lorsque les équilibres chimiques ne sont pas trop déplacés par la pression, le profil de flux enthalpique est donc très proche à deux exceptions près :

- la masse volumique
- l'homothétie des profils radiaux avec le rayon d'arc R_{arc}.

La puissance thermique advectée dans la colonne d'arc en sortie de tuyère est donc proportionnelle à la pression (via la densité) et à R_{arc}^2 (la section de la colonne d'arc).

On a vu que cette puissance thermique augmentait avec la pression comme le montre l'augmentation du champ électrique de sorte que le produit U × I augmente. On a vu aussi que le débit massique dans la colonne d'arc $Q_m(R_{arc})$ augmentait avec la pression, malgré une réduction significative du rayon d'arc. L'équilibre du bilan thermique de l'arc se déplace donc lorsqu'on augmente la pression P : la quantité de chaleur transportée par unité de volume augmente en raison de l'augmentation de la masse volumique ρ avec la pression P, alors que le rayon d'arc diminue avec P, ce qui limite l'augmentation de la puissance totale transportée par la section de la colonne d'arc en diminuant la section de passage chaude. Le gradient radial de température doit donc augmenter avec la pression par resserrement des isothermes pour compenser l'augmentation locale du flux thermique, et c'est bien ce qu'on constate sur les profils radiaux de température.

Dit autrement, il est nécessaire d'augmenter le flux de chaleur conductif pour chauffer un débit massique plus important et donc le gradient radial de température moyen. Comme la température maximale de l'arc évolue peu, il faut que l'arc soit moins large pour que le gradient de température augmente.

Nous allons maintenant approfondir cette interprétation physique dans les sections 5.6.11 et 0 qui suivent en proposant un modèle analytique appelé SHAC, qui décrit cet équilibre entre bilan énergétique et diffusion radiale de la chaleur et permet d'expliquer les effets thermodynamiques de pression, d'intensité et de nature du gaz plasmagène sur la constriction.

5.6.11. Analyse du bilan d'énergie de la colonne d'arc

On propose d'établir un bilan d'énergie global sur la colonne d'arc et non plus seulement d'étudier l'effet de la diffusivité thermique locale, même moyennée sur tout le rayon d'arc ou toute la plage de température.

On post-traite d'abord les résultats CFD en extrayant un bilan énergétique de la colonne d'arc. On avait déjà vu Figure 155 comment variait l'enthalpie transportée dans la colonne d'arc au col de sortie. On présente désormais Figure 170 le rendement de la tuyère plasma, calculé comme le ratio entre l'enthalpie transportée par le plasma dans la colonne d'arc et la puissance électrique P_{arc}. Littéralement :

$$\eta = \frac{P_{\Delta h}}{P_{arc}} \quad \text{, avec} \quad P_{\Delta h} = \int_0^{R_{arc}} 2\rho U_x (h - h_0) \pi r dr \quad \text{et} \quad P_{arc} = U \times I$$

Équation 31 – Rendement torche

Note : on a bien pris en compte cette fois ci une variation d'enthalpie entre l'entrée de gaz frais à 300 K et la sortie au col, et non l'enthalpie absolue calculée à partir de 0 K.

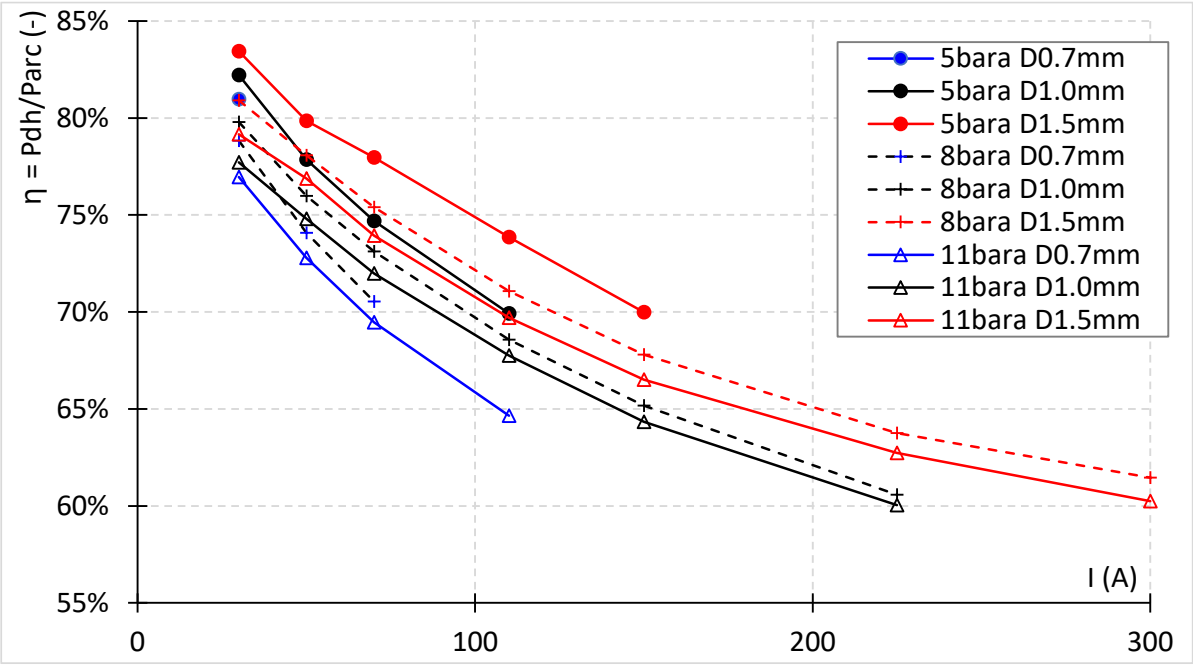


Figure 170 – Rendement de la torche au col de sortie en fonction de l'intensité, pour 3 pressions génératrices et 3 diamètres de tuyère différents.

Le rendement de transformation de l'énergie électrique en enthalpie dans le plasma en sortie de colonne d'arc varie de 80% à 60% environ, et diminue de manière significative avec l'augmentation de l'intensité. Toutes choses égales par ailleurs, le rendement diminue aussi légèrement lorsque la pression augmente.

La diminution du rendement de transfert avec l'intensité s'explique par l'augmentation de la température du plasma avec l'intensité, qui augmente les pertes radiatives. L'effet de la pression est aussi celui d'une augmentation relative des pertes radiatives dans le modèle du coefficient d'émission nette utilisé en CFD. Ce résultat serait peut-être atténué avec un modèle de pertes radiatives 1) dépendant du rayon d'arc et 2) résolvant l'équation de transfert radiatif et tenant compte de la réabsorption au sein de la colonne d'arc.

Pour mieux appréhender ce comportement, on étudie l'équilibre local entre pertes radiatives et chauffe par effet Joule sur l'axe du jet au col de la tuyère, c'est-à-dire à l'endroit le plus chaud donc le plus émissif.

$$\frac{P_{rad}}{P_j} = \frac{4\pi\varepsilon_n}{\frac{j^2}{\sigma}} \quad (-)$$

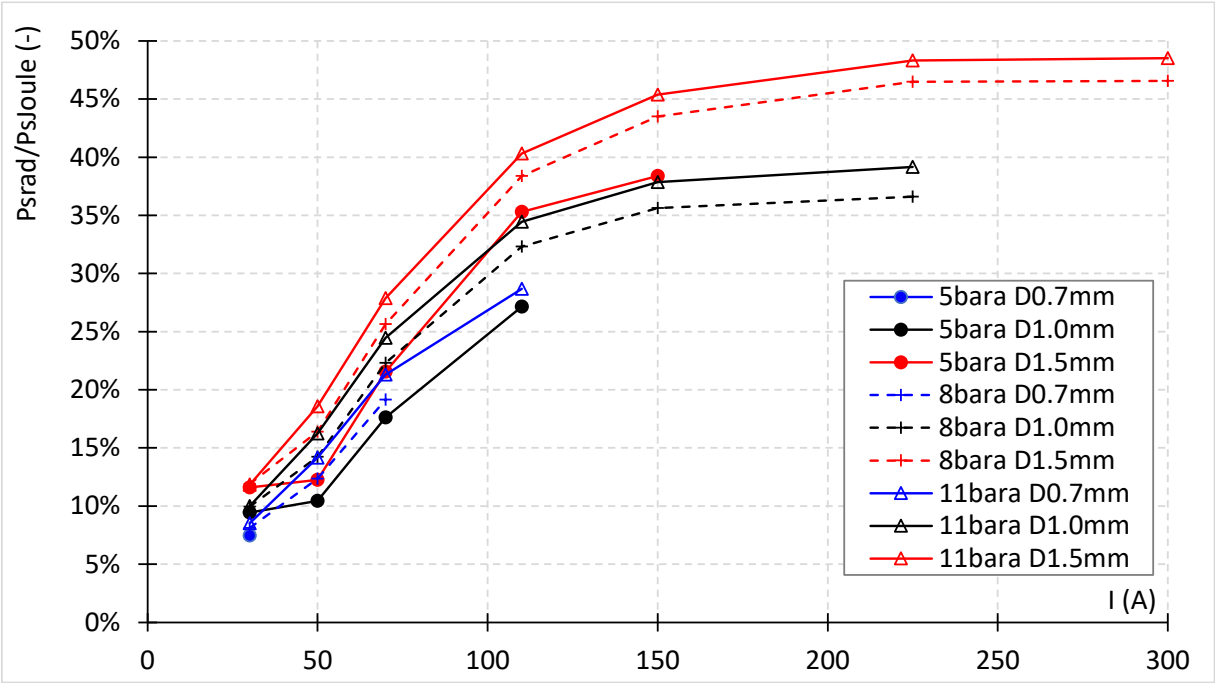


Figure 171 – Ratio des puissances volumiques locales des pertes par rayonnement rapportes à l'effet Joule, sur l'axe au col de sortie de la tuyère.

On retrouve sur les courbes locales sur l'axe Figure 171 les mêmes tendances et les mêmes ordres de grandeur que celles observées à l'échelle de la colonne d'arc Figure 170 (en vue complémentaire de l'enthalpie). Les pertes radiatives représentent de 8% à 48% de la puissance de l'arc au point le plus chaud. On observe une tendance asymptotique à forte intensité, qui laisse à penser que les pertes radiatives deviennent aussi importantes que les pertes par conduction au centre de la colonne d'arc pour la détermination de la température sur l'axe au-dessus de 200 A, alors qu'elles sont marginales à 30 A. L'augmentation des pertes radiatives avec la pression permet d'expliquer la baisse avec l'augmentation de pression du rendement global de transfert enthalpique observée Figure 170.

5.6.12. Interprétation de la constriction par le bilan énergétique de l'arc

Pour aider à l'interprétation des tendances observées sur les résultats CFD, on construit pour la colonne d'arc un modèle simplifié analytique (à zéro dimension) schématisé dans la Figure 172 ci-dessous, et nommé SHAC.

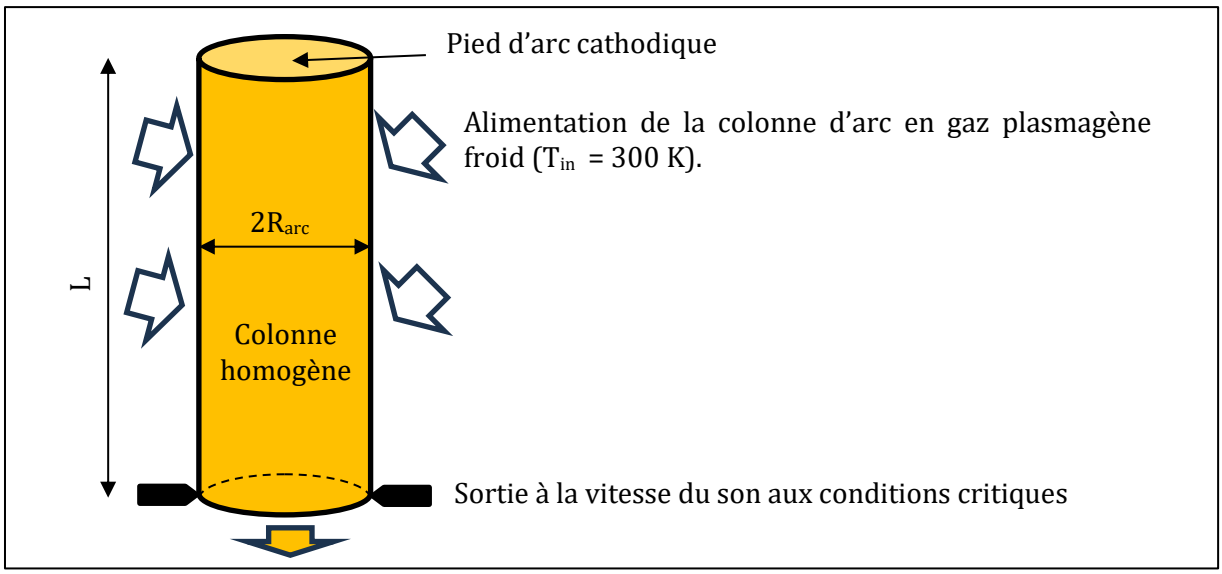


Figure 172 – Schéma du modèle SHAC d'arc 0D de type réacteur parfaitement agité à sortie sonique (SHAC = Sonic Homogeneous Arc Column).

L'arc est supposé cylindrique de longueur L définie par la distance entre l'électrode et le col sonique, et de rayon d'arc R_{arc} constant, défini comme la limite de couche froide, c'est-à-dire au point d'inflexion de la quantité de mouvement (toujours d'après 5.3). La section de l'arc est $S = \pi R_{arc}^2$.

On suppose que la colonne d'arc est à température et pression homogènes dans tout le volume du cylindre, c'est-à-dire que la colonne est un réacteur parfaitement mélangé. Cette hypothèse est très fausse dans la direction radiale puisque la température de l'arc varie entre 300 K au rayon d'arc et 20000 à 35000 K au centre de l'arc. Cette hypothèse est aussi très fausse dans la direction axiale puisque la température est maximale au col (et sur l'axe). Cela revient à simplifier l'arc en le considérant comme un objet thermodynamique homogène de type boite noire, dont seule la température moyenne est étudiée.

On suppose aussi que toute la colonne d'arc est aux conditions soniques (critiques). Ce faisant, on ne décrit pas le chemin de la transformation thermodynamique du gaz entre la pression génératrice à bas nombre de mach et le col sonique à Mach 1, ce qui revient à supposer que l'accélération et le transfert de chaleur sont instantanés, ou encore que le col fait toute la longueur de la colonne d'arc.

On note $\overline{P^*}$ et $\overline{T^*}$ ces conditions dans la colonne d'arc, la barre au-dessus de la grandeur rappelant qu'il s'agit d'une moyenne spatiale sur le rayon et la longueur d'arc, et l'astérisque indiquant qu'il s'agit de conditions critiques à Mach 1 au col.

L'arc est alimenté à travers la frontière cylindrique du volume de contrôle en gaz froid à température T_{in} = 300 K, et à pression génératrice P_i la façon dont l'injection des gaz frais dans la colonne d'arc est réalisée est sans importance pour le modèle de réacteur parfaitement agité.

Le jet plasma est éjecté dans la section au col définie par la face aval du cylindre formant le volume de contrôle, de rayon R_{arc}. La vitesse d'éjection est la vitesse du son aux conditions critiques, qui peut être estimée (cf. 4.1.3) par

$$\overline{c_s^*} = c_s(\overline{T^*}) \simeq \sqrt{\gamma r \overline{T^*}}$$

Où γ est le coefficient adiabatique et r la constante réduite de gaz parfait équivalent au plasma aux conditions soniques $\overline{P^*}$ et $\overline{T^*}$.

Avec cette modélisation d'arc cylindrique homogène sonique, que l'on dénomme SHAC (Sonic Homogeneous Arc Cylinder), le débit massique en sortie de la colonne d'arc s'écrit :

$$Q_m = \int_0^{R_{arc}} \overline{\rho^*} c_s(\overline{T^*}) 2\pi r dr = \overline{\rho^*}\overline{c_s^*}\pi R_{arc}^2$$

Pour faire intervenir la pression, on remplace la masse volumique et la vitesse du son par leurs expressions pour un gaz parfait déjà introduites au 5.3.3.1 (cf. Thévenin [71]),

$$Q_m = \overline{P^*}\frac{\sqrt{\gamma}}{\sqrt{r\overline{T^*}}}\pi R_{arc}^2$$

On exprime le rapport entre pression critique au col et pression génératrice d'après les relations classiques pour un gaz parfait déjà introduites au 5.3.3.1 (cf. Thévenin [71]) :

$$\frac{\overline{P^*}}{P_i} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

Équation 32 – Rapport isentropique des pressions critique et génératrice

On exprime ensuite la pression génératrice à partir d'une pression de référence à laquelle la table thermodynamique est connue

$$Q_m = \frac{P_i}{P_0}\frac{\overline{P^*}}{P_i}(\gamma)\frac{P_0\sqrt{\gamma}}{\sqrt{r\overline{T^*}}}\pi R_{arc}^2 = \pi R_{arc}^2 \frac{P_i}{P_0}\frac{\overline{P^*}}{P_i}\overline{\rho_0^*}\overline{c_s^*}$$

Équation 33 – Calcul du débit au col (modèle SHAC)

Dans l'équation ci-dessus, le coefficient adiabatique γ et la constante réduite r du gaz parfait équivalent au plasma sont celles du plasma aux conditions soniques. Pour écrire cette relation, qui permet de séparer les variables de pression et de température et de se rapporter à la pression génératrice, on a donc implicitement supposé que les valeurs tabulées de r et γ :

1. varient peu entre les conditions soniques et les conditions génératrices.
2. ne dépendent que de la température et peu de la pression, hypothèse que nous discuterons dans quelques paragraphes pour tous les termes de la puissance enthalpique Équation 36.

L'hypothèse simplificatrice 1) revient à considérer que le milieu se comporte localement (au sens de la température et de la pression) comme un gaz parfait (cf. 4.1), en négligeant l'évolution thermochimique du milieu plasma entre les conditions génératrices et les conditions critiques au col. En d'autres termes, on fait l'hypothèse simplificatrice que le coefficient adiabatique et la constante réduite du gaz parfait sont constantes entre les conditions génératrices et le col. La source principale d'erreur induite par cette approximation est la variation de température entre les conditions d'arrêt et les conditions critiques :

$$\frac{\overline{T^*}}{\overline{T_i}} = \frac{2}{\gamma + 1}$$

Équation 34 - Rapport isentropique des températures critique et génératrice

Pour évaluer les conséquences de cette approximation, on étudie d'abord dans le Tableau 30 la variation de r et γ sur toute la plage de températures dans laquelle on cherche la température moyenne de la colonne d'arc, soit de 10000 K à 35000 K. Leurs variations sont significatives, surtout pour la variation de r qui est liée à des changements significatifs de composition. En revanche, le rapport entre la température critique et la température génératrice varie beaucoup moins. En d'autres termes, l'erreur commise reste raisonnable, et permet de tenir compte correctement de la variation des propriétés du plasma avec la température, sauf « localement » entre T_i et T*, mais qui ne s'écartent l'un de l'autre « que » d'un coefficient 0.85 au maximum, et de 0.92 en moyenne.

	Variation sur la plage de température [10000 à 35000] K		
Grandeur	**[min-max] sur la plage**	**Moyenne**	**Plage de variation relative à la moyenne**
γ (sans dimension)	[1.11 à 1.35]	1.18	[-6% à +14%]
$r = \frac{P_0}{\rho T}$ (J kg^{-1}K^{-1})	[530 à 1416]	981	[-46% à +44%]
$\frac{\overline{\rho^*}}{\rho_i} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$ (−)	[0.615 à 0.631]	0.62	[-1% à +2%]
$\frac{\overline{T^*}}{\overline{T_i}} = \frac{2}{\gamma+1}$ (−)	[0.85 à 0.95]	0.92	[-7% à +3%]
$\frac{\overline{P^*}}{\overline{P_i}} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$ (−)	[0.54 à 0.58]	0.57	[-6% à +2 %]

Tableau 30 - Variation du coefficient adiabatique, de la constante réduite du gaz parfait et des rapports entre les grandeurs critique et d'arrêt pour une transformation isentropique d'un plasma d'oxygène à 1 bara entre 10000 K et 35000 K. Données thermodynamiques du laboratoire LAPLACE.

Pour évaluer plus directement les conséquences de l'approximation 1) sur l'évolution des propriétés entre les conditions d'arrêt et soniques, on trace Figure 173 le flux massique de plasma $\rho_0 c_s$ au col à une pression arbitraire de P_0 = 1 bara selon qu'il est calculé en fonction la température génératrice T_i ou de la température au col T*. L'erreur relative sur le débit au col est de l'ordre de ± 10 % entre 10000 K et 35000 K pour l'oxygène, correspondant à la plage de températures moyennes de colonne d'arc recherchées.

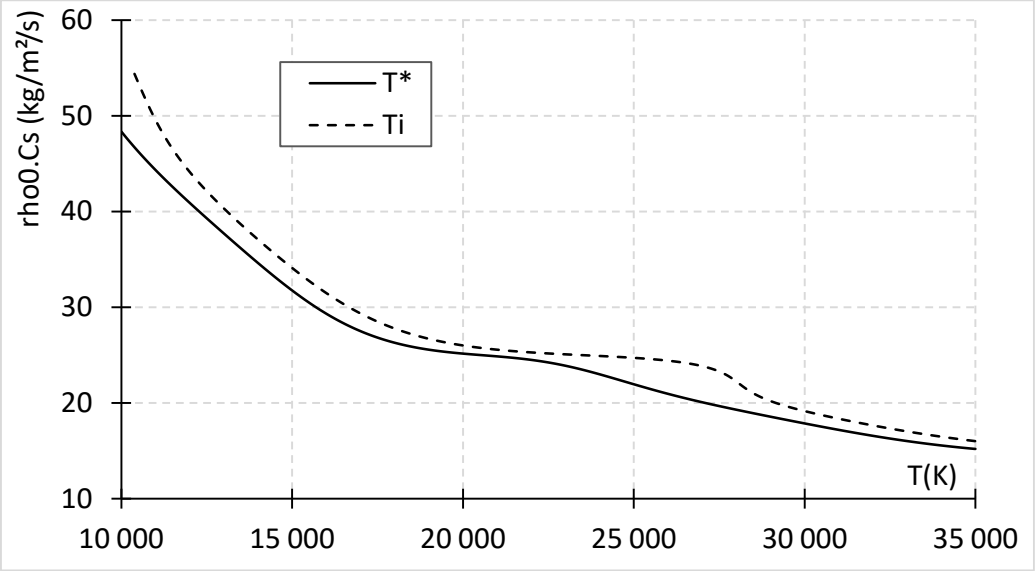


Figure 173 - Variation avec la température du flux massique au col sonique à 1 bara selon qu'on considère la température au col T ou la température génératrice T_i, pour le calcul des propriétés thermodynamiques : constante réduite $P_0/\rho_0 T$ et coefficient adiabatique γ (Propriétés calculées à l'ETL pour un plasma d'oxygène / laboratoire LAPLACE).*

La puissance de chauffe du gaz $P_{\Delta h}$ dans la colonne d'arc est égale au débit massique multiplié par la variation de l'enthalpie massique du gaz entre l'admission à T_{in} et la colonne d'arc à $\overline{T^*}$, notée $\Delta\bar{h}$. On écrit cette puissance enthalpique à partir du débit estimé dans la section de sortie :

$$P_{\Delta h} = Q_m \Delta h_{T_{in} \to \overline{T^*}} = \pi R_{arc}^2 \overline{\rho^*} \overline{c_s^*} \Delta\bar{h}$$

Équation 35 – Puissance enthalpique (modèle SHAC)

Cette puissance est le flux enthalpique moyen $F_{\Delta h}$ dans la colonne d'arc multiplié par la section d'arc S, dont on a tracé les profils par exemple Figure 165 (à la constante près de l'enthalpie de référence). Pour une pression ou une masse volumique donnée, ce flux enthalpique (en W/m^2) ne dépend que des propriétés thermodynamiques du milieu plasma avec la température et est donc la grandeur pertinente pour comparer les gaz plasmagènes l'un à l'autre dans les tuyères plasmas soniques.

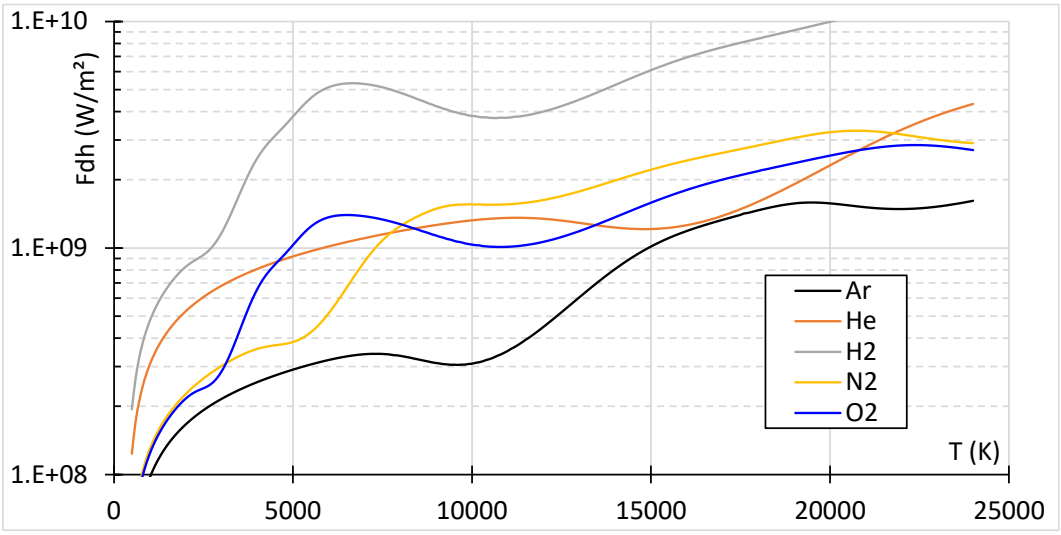


Figure 174 - Flux enthalpique $F_{\Delta h}$ dans un col sonique à 1 bara en fonction de la température génératrice pour différents gaz plasmagènes. Courbes tracées d'après les tables de Thermal Plasmas [66].

L'ordonnancement des courbes Figure 174 illustre la plus faible enthalpie transportée par un plasma d'argon par rapport aux autres gaz plasmagènes, avec une meilleure représentativité que la comparaison brute des enthalpies massiques. En intégrant l'effet de la vitesse d'éjection sonique et de la masse volumique du gaz en sortie, on observe ainsi que le flux enthalpique d'un plasma d'oxygène sonique est de l'ordre de 1.5 à 4 fois supérieur à celui de l'argon entre 5000 et 25000 K, alors que l'enthalpie massique présentée Figure 168 varie d'un facteur 2 à 8. Ce flux enthalpique augmente donc beaucoup moins vite avec la température que l'enthalpie massique, en raison de la masse volumique plus faible du plasma d'oxygène.

On note aussi que le flux enthalpique sonique n'est pas toujours strictement monotone croissant avec la température, par exemple pour l'argon, l'hydrogène et l'oxygène, avec un minimum local après les premiers pics d'ionisation et de dissociation.

Au premier ordre, l'enthalpie moyenne dans la section de sortie de la colonne d'arc est une intégrale de la courbe Figure 174 du flux enthalpique en fonction de la température, pondérée par le produit du rayon et d'une fonction du profil de température en fonction du rayon. Cette courbe est donc l'indicateur pertinent de la puissance transférée au gaz, car elle contient à la fois l'information sur la thermodynamique réactionnelle du milieu plasma intégrée sur toute la plage de température (l'enthalpie massique), l'information sur la densité de cette quantité de chaleur (la masse volumique), et l'information sur la vitesse d'éjection (la vitesse du son c_s). Cette courbe permet donc de comparer les gaz plasmagènes entre eux selon le critère de puissance thermique de la colonne d'arc sonique à température et pression de sortie donnée.

En utilisant l'expression utilisée précédemment pour le débit, on obtient :

$$P_{\Delta h} = \pi R_{arc}^2 \frac{P_i}{P_0} \frac{\overline{P^*}}{P_i} (\gamma) \frac{P_0}{r\overline{T^*}} \sqrt{\gamma r \overline{T^*}} \Delta\bar{h} = \pi R_{arc}^2 \frac{P_i}{P_0} \frac{\overline{P^*}}{P_i} (\gamma) \frac{P_0 \sqrt{\gamma}}{\sqrt{r\overline{T^*}}} \Delta\bar{h}$$

Équation 36 – Equation pour la puissance enthalpique du jet plasma dans le modèle SHAC

Avec le débit au col exprimé à la température $\overline{T^*}$ pour une vitesse du son $\overline{c_s^*} = \sqrt{\gamma r \overline{T^*}}$, et pour une masse volumique de référence $\overline{\rho_0}(\overline{T^*}) = \frac{P_0}{r\overline{T^*}}$

Cette expression pour la puissance enthalpique a l'avantage de séparer les variables de pression et de température, au prix des hypothèses simplificatrices suivantes :

(1) Pour une température au col donnée, l'évolution depuis les conditions génératrices suit une loi d'évolution adiabatique d'un gaz parfaits à r et γ constants, hypothèse raisonnable d'après l'évaluation présentée Figure 173.
(2) La vitesse du son ne dépend que de la nature du gaz et de la température. Cette hypothèse est assez justifiée en particulier à haute température, cf. section thermodynamique 4.1.
(3) L'enthalpie massique, et les propriétés thermodynamiques r et γ sont indépendants de la pression, et ne dépendent que de la nature du gaz et de la température, ce qui revient à considérer que l'effet de la pression entre P_0 et P_i est faible sur r, γ et h sur toute la plage de température.

Les hypothèses simplificatrices (2) et (3) négligent principalement l'effet du déplacement de la composition du plasma avec la pression entre la pression P_0 de référence de la tabulation en température des propriétés du plasma et P_i, qui peut être significative (cf 4.1). Pour évaluer la validité de l'utilisation de tables thermodynamiques uniques (pour une seule pression P_0 = 1 bara), on trace Figure 175 les courbes de flux enthalpique à la vitesse du son pour l'oxygène à 1 bara et 8 bara (courbes noires et bleu), ainsi que l'extrapolation à 8 bara à partir de la courbe à 1 bara.

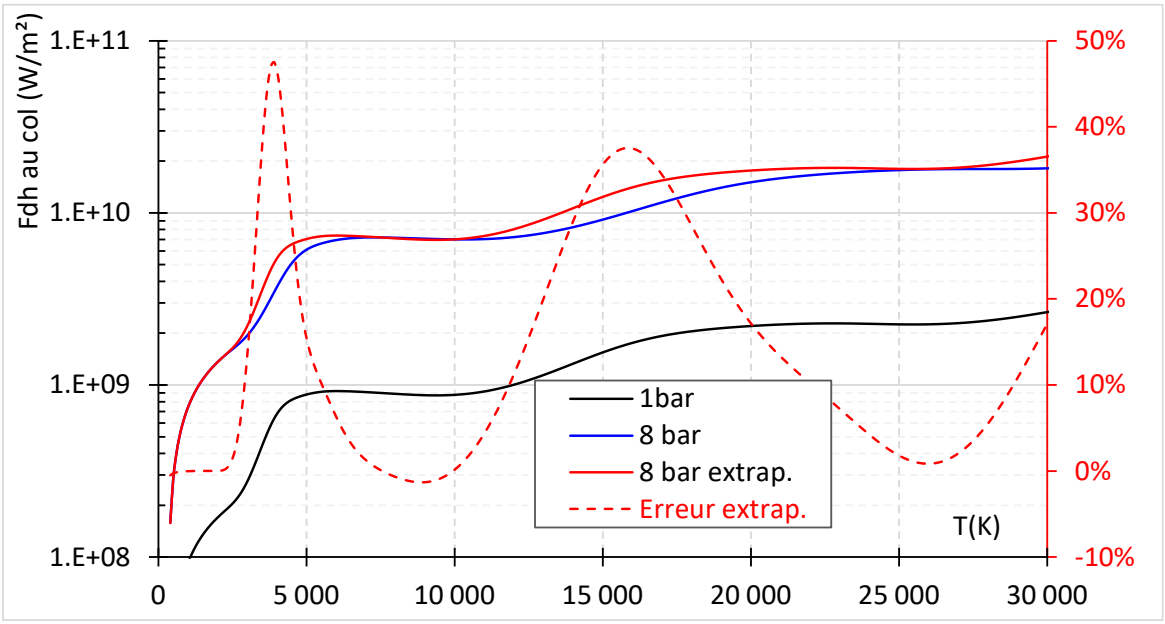


Figure 175 – Flux enthalpique Fdh (vs. 300 K) à la vitesse du son pour l'oxygène en fonction de la température à 1 bara (noir) et 8 bara (bleu), données laboratoire LAPLACE. En rouge : flux enthalpique extrapolé à 8 bara par le rapport de pressions, et erreur relative sur la valeur extrapolée (pontillés, axe de droite)

L'erreur relative entre la valeur exacte et l'extrapolation atteint 45% au premier pic de dissociation et 36% au pic d'ionisation, et 12% en moyenne sur toute la plage de température [300 K – 30000 K]. C'est donc une approximation qui peut être localement significative mais qui reste légitime pour illustrer simplement des effets factoriels comme la variation de pression.

Par ailleurs, cette erreur peut être grandement réduite en utilisant une tabulation des propriétés du milieu interpolée en pression et en température, comme c'est le cas dans les calculs CFD. En d'autres termes, les hypothèses simplificatrices (2) et (3) du modèle analytique ne sont pas liées à l'homogénéisation spatiale de la colonne d'arc dans le modèle SHAC, mais à la simplification en pression de la tabulation thermodynamique. Or on peut aisément corriger cette erreur en utilisant des tables interpolées en pression et température, ou bien une pré-tabulation à une pression proche du calcul ($P_0 = P_i$). Nous utiliserons ainsi des tables à 8 bara pour étudier la capacité de description du modèle SHAC en section 5.6.13 .

L'utilisation d'une dépendance analytique en pression de type gaz parfait pour séparer les variables de pression et de température dans l'expression du flux enthalpique à l'avantage majeur de mettre en évidence que la puissance de chauffe du gaz $P_{\Delta h}$ à rayon d'arc constant est proportionnelle à la pression, via son effet sur la densité.

$$P_{\Delta h} = \pi R_{arc}^2 \frac{P_i}{P_0} \frac{\overline{P^*}}{P_i} \overline{\rho_0^*} \overline{c_s^*} \Delta \bar{h}$$

Cette conclusion est valide tant que la pression du calcul s'écarte peu de la pression de référence P_0 des tables.

La puissance rayonnée par la colonne d'arc est proportionnelle à son volume, et s'écrit en fonction de la pression et de la température. Le coefficient d'émission nette étant tabulé en fonction de la température à rayon de plasma 0.5 mm et pression P_0 donnés.

$$P_{rad} = SL \frac{P_i}{P_0} \frac{\overline{P^*}}{P_i} 4\pi \overline{\varepsilon_{n0}}(\overline{T^*})$$

L'hypothèse de proportionnalité du coefficient d'émission nette à la pression est très classique et a été discutée dans la section thermodynamique 4.1., voir aussi [12].

La colonne d'arc est chauffée par effet Joule, qui s'écrit localement $\vec{j} = \sigma\vec{E}$. Lorsque la température et la pression sont supposées homogènes, on peut écrire la loi d'Ohm globale pour l'arc avec une conductivité électrique moyenne $\bar{\sigma} = \sigma(\overline{T^*})$ à partir de l'expression de la loi d'Ohm locale, S et L étant respectivement la section et la longueur d'arc.

$$\frac{I}{S} = \bar{\sigma}\frac{U_{arc}}{L}$$

Équation 37 – Loi d'Ohm pour la colonne d'arc (modèle SHAC)

Soit la résistance d'arc correspondante $R = \frac{1}{\bar{\sigma}}\frac{L}{S}$, en ohms

La puissance déposée par effet Joule s'écrit :

$$P_j = 0.95\,UI = 0.95\,\frac{1}{\bar{\sigma}}\frac{L}{S}I^2$$

L'ajout du coefficient de 95% correspond à une modélisation illustrative des pertes à l'électrode de 5% de la puissance d'arc. En effet, les échanges de chaleur à la face de l'électrode, au niveau du pied d'arc cathodique, sont de l'ordre de 2% à 5% de la puissance d'arc totale (cf. 2.5.2 et 3.2.2).

L'hypothèse de conductivité électrique moyenne constante présume aussi implicitement que celle-ci ne dépend pas de la pression dans la colonne d'arc. Pour évaluer l'erreur commise, on trace Figure 176 l'évolution de la conductivité électrique en fonction de la pression et de la température. Nous avions déjà observé son évolution sur l'axe du jet plasma calculé par CFD Figure 150.

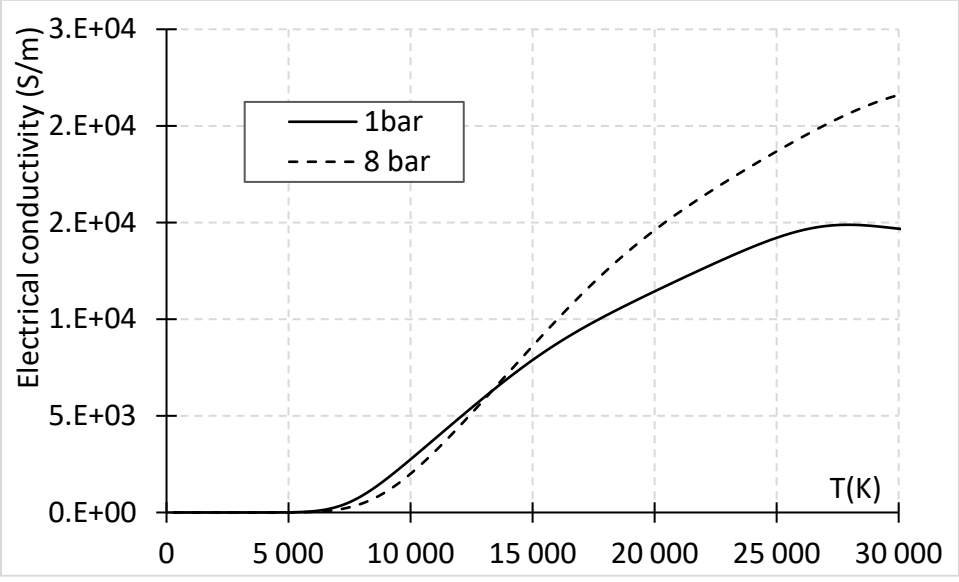


Figure 176 – Evolution de la conductivité électrique du plasma d'oxygène. A gauche : en fonction de la température.

A température ou intensité fixée, la conductivité électrique augmente avec la pression entre 1 et 8 bara de l'ordre de 25% à 30000 K dans la base thermodynamique (Figure 176 ci-dessus), et varie de ± 10% autour du point de pression central (8 bara) dans les calculs CFD (Figure 150).

On suppose ensuite que la colonne d'arc n'échange pas de chaleur avec l'environnement par conduction. Cette hypothèse est justifiée par le choix du diamètre d'arc au niveau de la frontière avec la couche froide, par définition où le gradient radial de température devient nul. Les échanges par conduction permettant la chauffe du gaz froid ont donc lieu à l'intérieur du volume de contrôle, et ne doivent pas être modélisés par un échange de chaleur surfacique à la frontière du réacteur homogène, qui est à la température d'admission du gaz : le réacteur homogène est adiabatique à sa paroi cylindrique. Par ailleurs, les échanges de chaleur à la face de l'électrode ont déjà été modélisés par un rendement de 95% sur le transfert de puissance électrique à la colonne d'arc, et les transferts de chaleur par conduction et rayonnement au col sont négligeables, comme nous l'avons discuté en 5.1.1.

Les termes négatifs (puits de chaleur) à considérer pour équilibrer le bilan d'énergie dans le modèle SHAC sont donc d'une part la chauffe du débit de gaz passant de l'état « froid » à l'admission à (T_{in}) à l'état « chaud » à ($\overline{P^*}$, $\overline{T^*}$), et d'autre part les pertes radiatives. Le bilan d'énergie de la colonne d'arc s'écrit alors en égalisant la puissance déposée par effet Joule aux puissances de chauffe du gaz et aux pertes radiatives : $P_J = P_{\Delta h} + P_{rad}$, soit :

$$0.95\ \frac{1}{\bar{\sigma}}\frac{L}{S}I^2 = S\frac{P_i}{P_0}\frac{\overline{P^*}}{P_i}\left[\overline{\rho_0^*}\overline{c_s^*}\Delta\bar{h} + L4\pi\overline{\varepsilon_{n0}}(\overline{T^*})\right]$$

On obtient l'Équation 38 notée SHAC-HB (Sonic Homogeneous Arc Column Heat Balance) entre d'une part la température moyenne et le rayon d'arc que l'on recherche, et d'autre part l'intensité et la pression génératrice qui sont généralement imposées.

$$0.95\ LI^2 = \pi^2 R_{arc}^4\ \frac{P_i}{P_0}\frac{\overline{P^*}}{P_i}\bar{\sigma}\left[\overline{\rho_0^*}\overline{c_s^*}\Delta\bar{h} + 4\pi\overline{\varepsilon_{n0}}\right]$$

Équation 38 - SHAC-HB : Bilan d'énergie de la colonne d'arc pour la température moyenne $\overline{T^*}$

A longueur d'arc et intensité (régulée) fixées, le terme de gauche est constant et le terme de droite est le produit d'un terme géométrique (la section d'arc au carré), de la pression, et d'un terme décrivant les propriétés du milieu plasma en fonction de la température exclusivement : somme du flux enthalpique et des pertes radiatives multipliée par la conductivité électrique.

La longueur d'arc multiplicatrice du terme radiatif s'interprète physiquement comme le rôle grandissant des pertes radiatives dans le bilan énergétique de l'arc : asymptotiquement pour un arc infiniment long, les pertes radiatives deviennent dominantes dans le bilan global d'énergie.

Pour compléter la compréhension du rôle de la pression, il faut l'étudier indépendamment de la température. Or, nous avons montré Figure 164 que la température maximale du plasma prédite par CFD augmentait peu lorsque la pression passe de 5 à 11 bara toutes choses égales par ailleurs. Est-ce vrai pour la température moyenne ? Pour le vérifier, on calcule à partir des cas de calculs CFD étudiés Figure 164 la variation d'enthalpie massique moyenne dans la section d'arc.

$$\bar{h} = \frac{\int_0^{R_{arc}} \Delta h 2\pi r dr}{\pi R_{arc}^2}$$

La température moyenne $\overline{T^*}$ correspondant à l'enthalpie moyenne $\bar{h}$ de l'arc au col est extraite par inversion des tables thermodynamiques, de manière biunivoque pour l'enthalpie massique qui est une fonction thermodynamique strictement monotone croissante (contrairement à l'enthalpie volumique pour laquelle ça n'est pas garanti). Cette température moyenne au col issue des calculs CFD est directement comparable à celle utilisée dans le modèle SHAC.

Pression	bara	5	11
R_{arc}	mm	0.41	0.32
S_{arc}	mm^2	0.52	0.32
Enthalpie sur l'axe	J/kg	1.92×10^8	1.96×10^8
Température sur l'axe	K	28350	29732
Enthalpie moyenne	J/kg	7.51×10^7	7.99×10^7
Température moyenne	K	15771	16831

Tableau 31 – Comparaison de l'effet de la pression sur la température et l'enthalpie au centre de la colonne d'arc et moyennées sur celle-ci (au rayon d'arc). Calculs CFD tuyère D = 1mm, I=70A.

On montre Tableau 31 que l'effet constrictif de la pression calculé par CFD est faible sur la température ou l'enthalpie, que ça soit sur l'axe ou en considérant sa moyenne sur la colonne d'arc, de l'ordre de 2% à 6% seulement lorsque la pression génératrice varie de 5 à 11 bara. D'après les résultats CFD, la température de la colonne (en moyenne ou maximale), est peu affectée par les variations de pression toutes choses égales par ailleurs. Pour une intensité et une géométrie de tuyère (longueur d'arc) fixées, le terme de gauche $L \times I^2$ de l'Équation 38 SHAC-HB est constant et les variations de pression doivent donc nécessairement être équilibrées par la variation inversement proportionnelle du la section élevée au carré S^2.

On vérifie la cohérence de cette description simplifiée en traçant le terme $S^2 \frac{P}{P_0}$ en fonction de I^2 pour les résultats de notre plan d'expérience numérique CFD :

- Les courbes à pression et intensité identiques sont bien groupées, ce qui permet de mettre en évidence l'effet significatif de la géométrie de la tuyère (diamètre) indépendamment de l'influence de la pression et de l'intensité, et justifie la validité des simplifications du modèle SHAC.
- Le terme $S^2 \frac{P}{P_0}$ augmente de manière importante avec I^2 sans lui être tout à fait proportionnel. Cette non-linéarité résulte de l'augmentation de la température (moyenne et maximale) dans la colonne d'arc avec l'intensité.

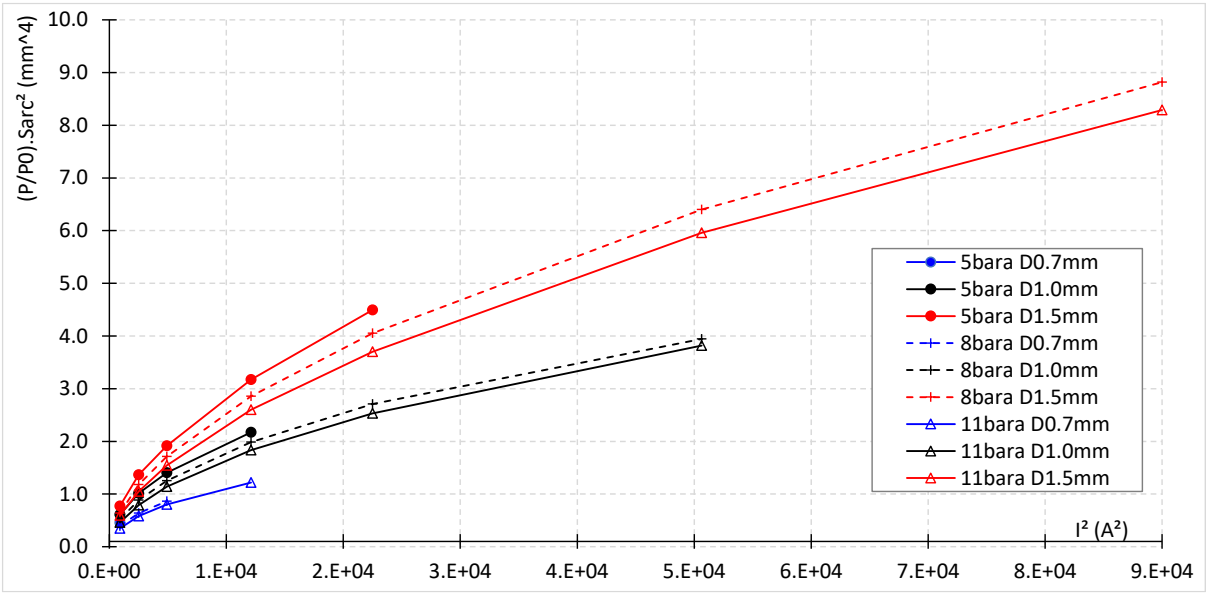


Figure 177 – Relation entre les termes du bilan énergétique $S^2 \frac{P}{P_0}$ en fonction de I^2 obtenus par simulation CFD pour 3 pressions et 3 diamètres de tuyère

Pour mieux comprendre le rôle de l'intensité sur la colonne d'arc, dont une augmentation conduit à la fois à augmenter le diamètre d'arc et la température maximale (cf. Figure 150), on extrait du plan d'expérience numérique l'enthalpie massique et la température moyenne correspondante dans la section d'arc au col.

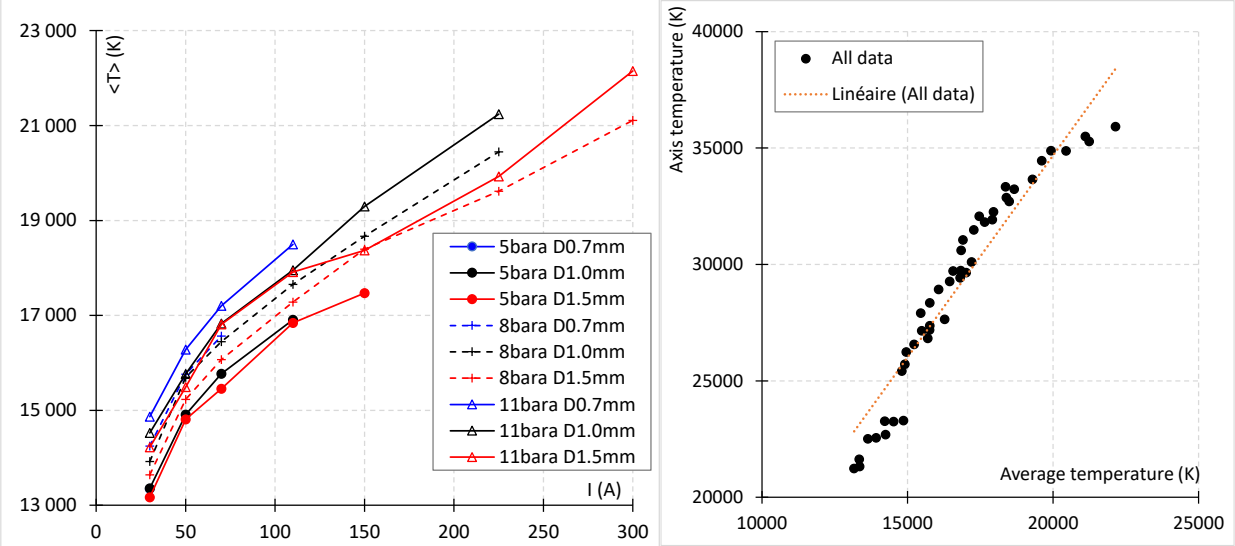


Figure 178 – A gauche : Température moyenne dans la section de sortie de la colonne d'arc en fonction de l'intensité. A droite, ratio entre la température maximale sur l'axe et la température moyenne (correspondant à l'enthalpie). Jets de plasmas d'oxygène, pour 43 cas de calculs CFD couvrant 3 pressions, 3 diamètres de tuyère, et des intensités de 30 A à 300 A.

Lorsque l'intensité augmente de 30 A à 300A toutes choses égales par ailleurs, la température moyenne en section de sortie augmente de 14000 à 21000 K environ (enthalpie moyenne de 5.3 10^7 J/kg à 1.6 10^8 J/kg), de manière plus linéaire que la température maximale. L'augmentation associée d'enthalpie est donc significative, mais elle est cependant très insuffisante pour transporter à elle seule l'augmentation de puissance induite par une multiplication par 10 du courant, qui se traduit donc par une augmentation importante du diamètre d'arc, comme on l'a montré Figure 177.

La température maximale et la température moyenne (enthalpique) de la colonne d'arc sont relativement bien corrélées, ce qui permet de proposer une relation de proportionnalité valable pour notre plan d'expérience numérique de torches soniques sous oxygène.

$$\frac{T_m}{\bar{T}} \simeq 1.73$$

5.6.13. Fermeture du bilan énergétique par un nombre de Peclet radial

On a vu dans la section 5.6.12 qui précède que l'augmentation de la puissance électrique, ou de l'intensité au carré, a pour effet d'augmenter à la fois la section d'arc et la température moyenne.

Le bilan d'énergie SHAC-HB de l'Équation 38 n'apporte cependant pas directement d'information sur l'équilibre entre la température moyenne de la colonne et son diamètre, puisqu'il reste deux grandeurs inconnues : température et diamètre d'arc, lorsque la pression et l'intensité régulées constantes sont imposées. Le problème de fermeture pour l'équation bilan SHAC-HB réside ainsi dans la formulation d'une relation entre température moyenne et rayon d'arc.

Le bilan d'énergie SHAC-HB diffère de l'équation d'Elenbaas-Heller simplifiée décrivant les colonnes d'arcs stabilisés par paroi (cf. par exemple Vacquié [63]), en ce que la conduction thermique n'est

pas modélisée mais implicitement incluse dans l'augmentation de l'enthalpie du gaz lors de son passage dans la colonne. Le modèle d'Elenbaas-Heller en revanche considère un arc sans écoulement[12], et dont les pertes se font exclusivement par échange conductif avec un milieu environnant à température infinie maintenue constante dans un milieu au repos, la conductivité thermique étant le paramètre déterminant du modèle. Dans les jets plasma, la conduction thermique dans le gaz est bien le phénomène physique qui permet de chauffer le gaz en mouvement, de proche en proche au fur et à mesure que celui-ci pénètre dans la colonne d'arc ; dans l'équation SHAC-HB cependant, on considère un volume de contrôle dont la frontière radiale (le rayon d'arc) se situe au-delà du siège des gradients de température au sein de la colonne d'arc. Dit autrement, les transferts de chaleur conductifs sont implicitement traités dans le caractère homogène de la colonne SHAC modélisée de manière exclusivement convective, alors que l'équation d'Elenbaas-Heller pour l'arc stabilisé par paroi est exclusivement conductive.

La question de la détermination du problème de fermeture pour le rayon d'arc a été résolue pour l'équation d'Elenbaas-Heller simplifiée dans le cas des arcs stabilisés par paroi par le principe de Steenbeck (cf. Vacquié [63]), qui stipule que le rayon d'arc est celui qui minimise le champ électrique, d'après un principe de stabilisation à la puissance la plus faible. Cette approche est controversée, et a en particulier été critiquée par Benilov [194], qui présente des contre-exemples où elle conduit à des erreurs, et montre que cette loi de Steenbeck ne se justifie pas à partir de principes fondamentaux thermodynamiques ou de lois de la physique comme une minimisation de création d'entropie.

De son côté, Ramakrishnan a proposé en 1997 [168] un modèle pour les torches de découpe plasma dont nous nous sommes inspirés pour écrire l'équation bilan SHAC-HB. Son modèle comportait deux zones de l'arc (colonne conductrice et couche froide), et utilisait la condition sonique au col de sortie, mais sans prendre en compte les pertes radiatives. Dans ce modèle cependant, le rayon d'arc était déduit de l'équilibre énergétique de la colonne d'arc à partir d'une prescription paramétrique de la température moyenne de l'arc (et de la couche froide), qui était imposée comme donnée d'entrée du calcul. En l'absence de modèle de fermeture pour le rayon d'arc permettant de tenir compte des transferts de chaleur, certains effets importants ne pouvaient pas être décrits correctement, par exemple l'augmentation de la température d'arc avec l'intensité.

Plus récemment, V. Rat et J-F Coudert ont proposé en 2006 ([169]), un modèle fermé couplant bilan énergétique et équation pour la diffusion radiale de la chaleur permettant de prédire le rayon d'arc et les profils de température en sortie des torches plasma soufflées. En raison de l'utilisation d'une équation d'Elenbaas-Heller (sans convection radiale) pour décrire la diffusion radiale de la chaleur, la condition limite pariétale imposée pour la thermique est là encore déterminante pour les résultats de rayon d'arc.

Pour illustrer le problème de la fermeture de l'équation SHAC-HB par une relation entre rayon et température moyenne de l'arc, on trace Figure 179 le rayon d'arc (courbe noire) calculé à partir du bilan SHAC-HB Équation 38 en fonction de la température moyenne d'arc présumée, comme le ferait Ramakrishnan [168], pour une intensité (70 A) et une pression (5 bara) fixées.

$$R_{arc} = \sqrt[4]{\frac{0.95\,LI^2}{\pi^2}\frac{1}{\frac{P_i}{P_0}\frac{\overline{P^*}}{P_i}\bar{\sigma}\left[\overline{\rho_0^*}\overline{c_s^*}\Delta\bar{h} + 4\pi\overline{\varepsilon_{n0}}\right]}}$$

[12] Cette hypothèse est souvent trop simplificatrice même dans le cas des arcs stabilisés par parois, en particulier les arcs courts, en raison par exemple de l'écoulement générée par le jet cathodique.

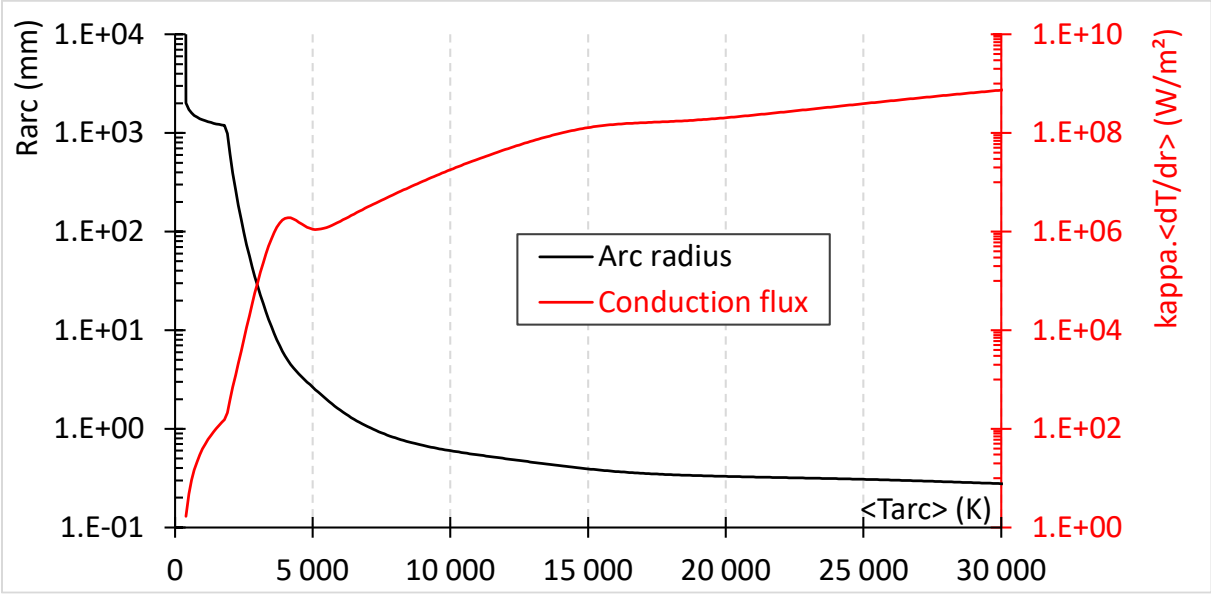


Figure 179 – Evolution du rayon d'arc (en noir axe de gauche) et d'un flux moyen de conduction thermique radial (en rouge axe de droite) en fonction de la température, calculés d'après l'équation SHAC-HB permettant de boucler le bilan d'énergie d'une colonne de plasma d'oxygène de 70 A à 5 bara, L_{arc} = 3.1 mm. Entre 300 K et 30000 K, échelles verticales logarithmiques. Table thermodynamique à P_0 = 1 bara

Le rayon d'arc baisse de manière monotone, très rapidement à basse température (échelle log), jusqu'à atteindre des valeurs cohérentes avec les observations expérimentales, c'est-à-dire submillimétriques, au-dessus de 10000 K. Cette baisse rapide à basse température est le résultat du passage du milieu d'une nature isolante à conductrice électriquement, et peut s'interpréter physiquement d'un point de vue strictement énergétique : le plasma doit être chaud pour conduire le courant et doit conduire le courant pour chauffer, ce qui implique qu'il ne peut pas exister d'arcs « larges » à basse température. C'est une illustration explicative de la transition des décharges hors équilibre vers l'arc lorsque le courant électrique n'est pas limité par la source à des valeurs faibles.

L'équilibre entre température et rayon d'arc n'est pas cependant déterminé par le saut de conductivité électrique, pourtant brusque de plusieurs décades sur une plage de températures de quelques milliers de kelvins, qui déterminerait une ségrégation s'approchant d'une discontinuité entre une zone conductrice chauffée et une zone non conductrice froide. En effet, on a observé que le terme source de chauffe par effet Joule est continu et suit le profil radial de température. Le profil de puissance de chauffe P_J est ainsi moins chahuté et moins raide que, par exemple, les profils de quantité de mouvement ou de chaleur massique. Ainsi, l'effet un raffinement de maillage radial à la frontière de transition entre la couche conductrice et la couche tiède étudié en section 5.2.2 n'a pas changé les résultats du calcul car il n'y a pas de « front » de conductivité électrique à capturer. Malgré la raideur de la courbe de conductivité électrique, la résolution radiale de l'électrostatique n'est pas un problème discontinu, ni même le plus raide des problèmes radiaux, comme le sont la capture des profils de chaleur massique ou de masse volumique. Le profil radial de conductivité électrique est déterminé par celui de température plus qu'il ne détermine la température : l'enthalpie et les transferts thermiques pilotent la constriction et non le seuil d'ionisation. On notera pour conforter cette conclusion que la courbe de conductivité électrique de l'argon avec la température n'est pas significativement différente de celle de l'oxygène ou de l'azote, cf Figure 83, alors que les arcs sous argon sont bien moins constrictés que ceux sous oxygène.

Corollaire : le critère sur lequel adapter le raffinement radial du maillage dans la tuyère pour les calculs CFD n'est donc pas à choisir parmi les plus évidents *a priori*. Il ne s'agit en effet :

- ni de la variation de la conductivité électrique avec la température, pourtant la plus raide des coefficients de transport,

- ni de la capture des couches de cisaillement pariétale ou entre la colonne d'arc et la couche froide comme montré au 5.2.2,
- ni de la capture d'ondes de chocs, inexistantes dans l'écoulement dans le convergent des tuyères pour peu que sa réduction de section soit progressive, sans arête vive ni décollement.

La grandeur la plus sensible sur laquelle il faut adapter le raffinement radial du maillage CFD est le flux conductif radial, dont la résolution nécessite un maillage fin en périphérie de l'arc pour capturer l'effet des pics de conductivité thermique et de chaleur massique associés à la dissociation et à la première ionisation. En témoigne la Figure 162 d) présentée auparavant, sur laquelle la résolution du maillage est précisément insuffisante dans cette zone où le terme source associé à la conduction thermique (somme des flux conductifs aux faces du volume de contrôle) est très chahuté.

Au-delà du seuil de début conduction électrique autour de 6000 K, le rayon d'arc sur la Figure 179 diminue plus lentement avec la température moyenne d'arc. L'équilibre relatif entre rayon d'arc et température, c'est-à-dire la détermination du rayon d'arc en fonction de la température, ne peut pas s'expliquer seulement par un raisonnement exclusivement énergétique ou exclusivement associé au seuil de conductivité électrique.

Pour fermer le modèle SHAC construit à partir du bilan d'énergie SHAC-HB (Équation 38), on propose d'ajouter une description de la relation entre la température moyenne de la colonne et son diamètre basée sur les transferts thermiques au sein du volume de contrôle de la colonne d'arc. En effet, le phénomène physique permettant de chauffer le gaz depuis la température d'admission « froide » en périphérie jusqu'à la température moyenne de la colonne « chaude » est bien la conduction thermique de proche en proche au sein des gaz se réchauffant le long de leur cheminement radial depuis les franges de l'arc vers le cœur de la colonne, celle-ci dépendant d'un gradient radial moyen de température.

Pour illustrer le rôle de la conduction thermique, on trace sur la même Figure 179 (courbe rouge, échelle de droite) une estimation du flux conductif radial moyen dans le plasma, calculée comme le produit de la conductivité thermique moyenne, i.e. à $\overline{T^*}$, par le gradient moyen de température, i.e. l'écart de température entre le cœur de la colonne et le rayon d'arc rapportée au rayon d'arc :

$$\overline{\phi_c} = \bar{\kappa}\frac{T_m - T_0}{R_{arc}}$$
$$\text{Avec } T_m \simeq 1.73\overline{T^*}$$

Équation 39 – Flux conductif (modèle SHAC)

La courbe du flux de chaleur radial ainsi estimé (en rouge) est strictement monotone croissante au-dessus du seuil de conduction électrique, c'est-à-dire que le terme de flux conductif moyen augmente rapidement avec la température moyenne de l'arc, puisque tous les termes qui le composent jouent dans le même sens (augmentation de la température et diminution du rayon d'arc).

Pour mieux le visualiser, on trace Figure 180 les mêmes courbes sur la plage de températures d'intérêt 10000-30000 K, avec cette fois-ci des axes verticaux à échelles linéaires, ce qui permet de montrer que lorsque le rayon d'arc est divisé par deux environ (de 0.6 à 0.22 mm), l'ordre de grandeur du flux conductif radial moyen est multiplié par 100 environ, de 10^7 à 10^9 W/m^2. Ces valeurs sont cohérentes avec celles obtenues en CFD, cf. thèse N. Godinaud [14] p130.

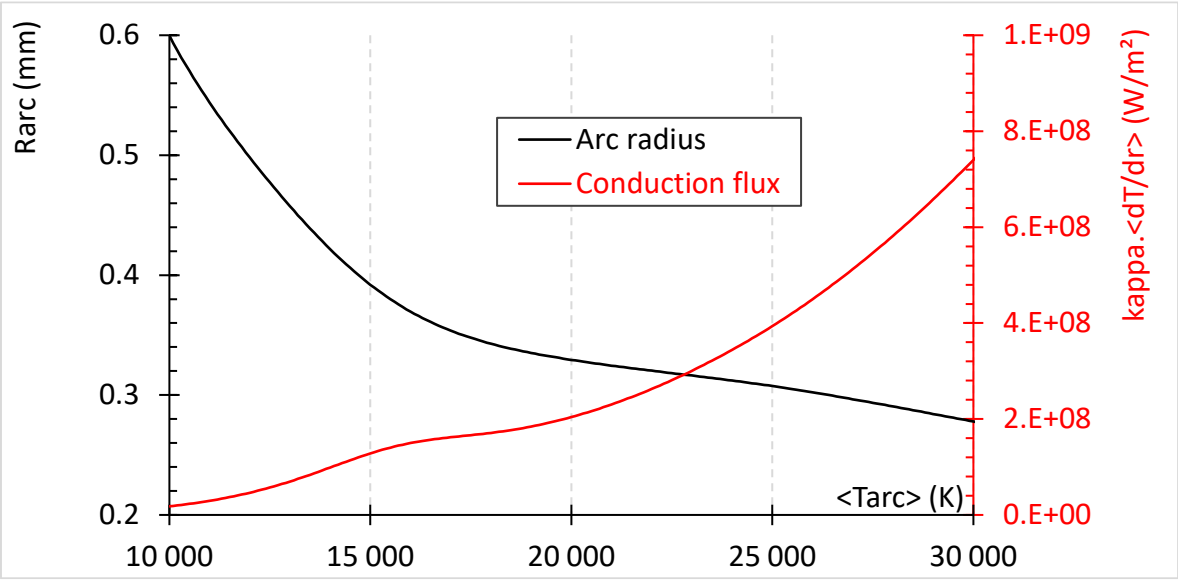


Figure 180 - Evolution du rayon d'arc et du terme de flux radial moyen de conduction de la chaleur en fonction de la température, calculés d'après l'équation bilan SHAC-HB. Colonne de plasma d'oxygène de 70 A à 5 bara, L_{arc} = 3.1 mm. Entre 10000 K et 30000 K, échelles verticales linéaires. Table thermodynamique à P_0 = 1 bara

Pour fermer le modèle énergétique de colonne d'arc SHARC-HB, on propose donc d'écrire que la relation entre rayon et température moyenne d'arc est pilotée par l'équilibre entre le flux radial de conduction de la chaleur et la quantité de chaleur nécessaire pour chauffer le flux convectif d'admission radiale de gaz frais dans la colonne d'arc :

$$\overline{\phi_c} = \bar{\kappa}\frac{1.7\overline{T^*} - T_0}{R_{arc}} = \overline{\rho^*}V_{rc}\Delta h(\overline{T^*} - T_0)$$

Où V_{rc} est une vitesse radiale caractéristique de l'écoulement dans la colonne d'arc, ou vitesse radiale d'advection des gaz à l'intérieur du volume de contrôle. Nous allons préciser dans les paragraphes qui suivent les conditions de pression et de température auxquelles sont calculées les grandeurs physiques définissant cet équilibre.

On note d'abord que la quantité de chaleur apportée par unité de volume, c'est-à-dire l'enthalpie spécifique volumique moyenne $\overline{\rho^*}V_{rc}\Delta\bar{h}(\overline{T^*} - T_0)$ en J/m³, est par définition l'intégrale de la quantité de chaleur qu'il a fallu apporter, à pression P_0 constante, à la masse contenue dans un volume de gaz à T_0 pour le porter d'une température ambiante de référence jusqu'à la température moyenne $\overline{T^*}$ dans la colonne conductrice.

$$h_{vol} = \overline{\rho^*}\int_{T_0}^{\overline{T^*}} C_p(T)dT$$

On trace cette grandeur pour différents gaz Figure 181 , en prenant une température de référence nulle pour l'enthalpie (T_0 = 0 K), de sorte que le produit ρh tende vers une valeur physique à 300 K.

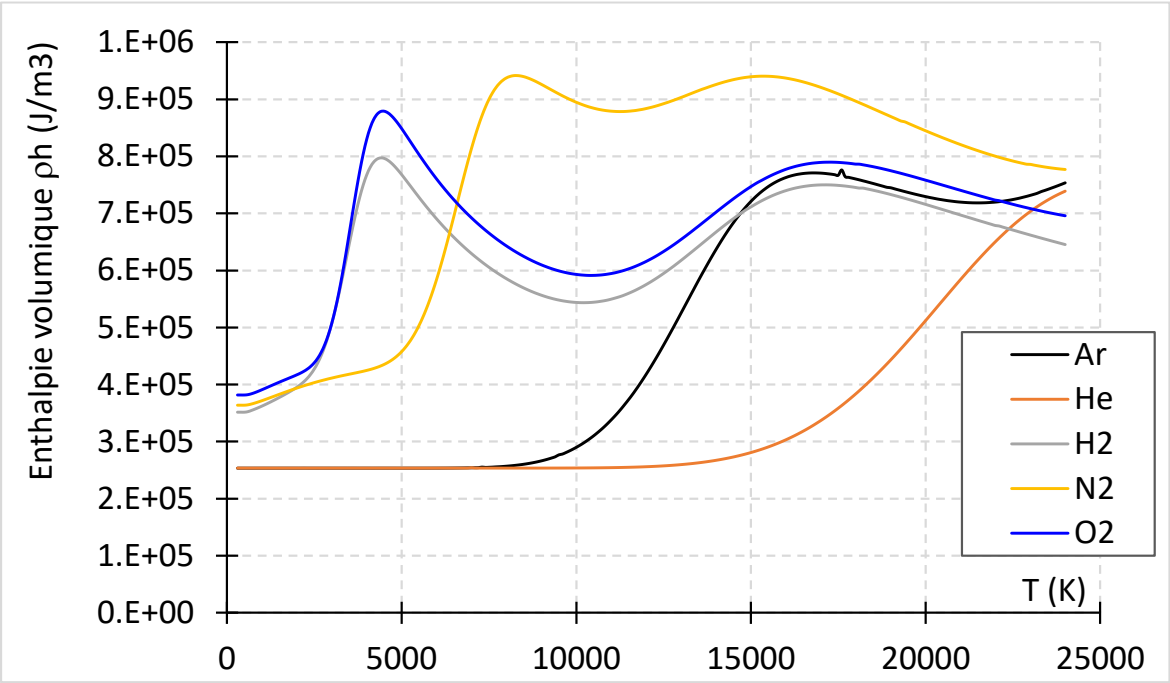


Figure 181 – Enthalpie volumique à 1 bara de différents gaz en fonction de la température. Courbes tracées d'après les tables de Thermal Plasmas [66].

Cette enthalpie volumique s'écrirait pour un gaz parfait (non réactif, ne s'ionisant pas) de constante réduite r et de chaleur massique C_p constante, $h_{vol} = P\frac{C_p}{r}$, et serait indépendante de la température. Les chaleurs massiques du gaz parfait étant de $C_p = \frac{5}{2}r$ et $C_p = \frac{7}{2}r$ pour les gaz monoatomique et diatomique, on aurait respectivement $h_{vol} = \frac{5}{2}P$ et $h_{vol} = \frac{7}{2}P$, ce qui est bien vérifié à 1 bara et 300 K sur la courbe Figure 181.

Dans le cas des plasmas thermiques, l'enthalpie volumique à pression donnée converge aux niveaux élevés de température du cœur de l'arc vers une valeur proche pour toutes les espèces. Ceci traduit un gaz d'atomes et d'électrons dont la nature et le nombre de degrés de liberté sont plus nombreux que ceux de la sphère dure en interactions collisionnelles élastiques du gaz parfait monoatomique, mais surtout moins dépendant de la nature des noyaux atomiques, et gommant la différence importante observée à température ambiante et jusqu'aux niveaux d'ionisation élevés entre les gaz plasmagènes monoatomiques et moléculaires. En revanche, dans la zone de dissociation entre la température ambiante et la température de seuil de conduction électrique, l'enthalpie volumique des gaz plasmagènes moléculaires est très supérieure à celle des gaz monoatomiques, en raison de la chaleur de la réaction de dissociation, et plus marginalement en raison de l'énergie interne supérieure des espèces moléculaires à basse température. Cette représentation apporte ainsi un complément d'explication à la différence de constriction entre les gaz monoatomiques et moléculaires, ces derniers nécessitant l'apport par conduction thermique d'une enthalpie volumique beaucoup plus importante pour atteindre le seuil d'ionisation.

Pour réduire le modèle, on exprime la variation d'enthalpie entre $\overline{T^*}$ et T_0 au moyen d'une chaleur massique moyenne le long du chemin de transformation du gaz frais en plasma définie par :

$$\bar{c_p} = \frac{h(\overline{T^*}) - h(T_0)}{\overline{T^*} - T_0} \text{ de telle sorte que } \Delta h(\overline{T^*} - T_0) = \bar{c_p}(\overline{T^*} - T_0)$$

Cette écriture est possible car l'enthalpie massique est une fonction thermodynamique strictement monotone croissante avec la température.

On pose aussi que la température absolue d'admission des gaz frais est très petite devant la température de la colonne d'arc :

$T_0 = 300\ K \ll \overline{T^*} \simeq\ 15000\ K$, qui permet la simplification $1.7 \times \overline{T^*} - T_0 \simeq 1.7 \times (\overline{T^*} - T_0)$

Ceci permet d'écrire

$$\frac{R_{arc} V_{rc}}{1.73 \bar{\alpha}} = 1 = Pe_r$$

Avec $\bar{\alpha} = \frac{\bar{\kappa}}{\overline{\rho^*} \overline{c_p}}$ la diffusivité thermique moyenne dans la colonne d'arc (en m^2/s)

Équation 40 – Equation SHAC-Pe pour le nombre de Peclet radial

Cette relation définit un nombre de Peclet radial Pe_r, rapport entre la convection et la diffusion de la chaleur dans la direction radiale de la colonne d'arc, basé sur le rayon d'arc comme longueur caractéristique et sur la vitesse radiale caractéristique de l'écoulement dans la colonne d'arc. Cette modélisation simplifiée apporte ainsi une fermeture pour la relation entre rayon d'arc et température en écrivant que le gradient de température radial et le flux conductif résultant est égal à l'advection radiale de gaz frais, au sens de frigorifique et non ionisé.

Présenté autrement, les isothermes sont stationnaires autour d'un point d'équilibre pour le rayon d'arc lorsque le nombre de Peclet radial est égal à l'unité ($Pe_r = 1$). Cet équilibre est stable en régime permanent (sans variation des conditions limites) en raison des effets de rappel suivants ;

- Si le rayon d'arc augmente, le flux conductif radial n'est plus suffisant pour chauffer le débit de gaz frais ($Pe_r > 1$), et les isothermes sont rappelées vers l'intérieur de la colonne pour retrouver le point d'équilibre.
- Si le rayon d'arc diminue, le gradient radial et le flux convectif augmente ($Pe_r <1$) et les isothermes tendent à diffuser vers l'extérieur de la colonne pour retrouver le point d'équilibre.

La masse volumique au dénominateur de la diffusivité thermique inclut le terme de pression, que l'on peut extraire en conservant les hypothèses simplificatrices utilisées pour le bilan d'énergie :

$$\overline{\rho^*} = \frac{P_i}{P_0} \frac{\overline{P^*}}{P_i} \rho_0$$

De la sorte, la diffusivité thermique dans l'arc $\bar{\alpha}$ s'écrit en fonction de la diffusivité thermique de référence α_0, connue en fonction de la température à la pression P_0

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\kappa}}{\rho_0 \overline{C_p}} \left(\frac{P_i}{P_0} \frac{\overline{P^*}}{P_i} \right)^{-1} = \alpha_0 \left(\frac{P_i}{P_0} \frac{\overline{P^*}}{P_i} \right)^{-1}$$

La conductivité thermique moyenne $\bar{\kappa}$ utilisée pour calculer la diffusivité thermique est évaluée à la température moyenne $\overline{T^*}$ recherchée, en faisant à nouveau l'hypothèse que celle-ci ne varie pas trop avec le déplacement de la composition du plasma entre P_i et P_0. On fait ainsi implicitement l'hypothèse que la conductivité thermique évaluée à la température moyenne $\overline{T^*}$ soit bien représentative de la conductivité thermique moyenne sur toute la plage de chauffe des gaz frais, c'est-à-dire entre 300 K et T_m.

Le modèle analytique SHAC pour les arcs dans les torches plasma à tuyère supersonique est finalement basé sur deux équations :

- une équation de bilan d'énergie (SHAC-HB) équilibrant l'effet Joule avec la somme de l'accroissement enthalpique du gaz à sortie sonique et des pertes radiatives.
- une équation SHAC-Pe pour le nombre de Peclet radial décrivant l'équilibre entre conduction et convection.

$$0.95\, LI^2 = \pi^2 R_{arc}^4 \frac{P_i}{P_0}\frac{\overline{P^*}}{P_i}\bar{\sigma}\left[\overline{\rho_0^* c_s^*}\Delta\bar{h} + 4\pi\overline{\varepsilon_{n0}}\right] \qquad (SHAC-HB)$$

$$\frac{R_{arc} V_{rc}}{1.73\bar{\alpha}} = 1 \qquad (SHAC-Pe)$$

Équation 41 - Modèle d'arc 0D à deux équations : SHAC-HB pour le bilan énergétique et SHAC-Pe le nombre de Peclet radial

Ces deux équations permettent de calculer les deux inconnues que sont le rayon et la température moyenne d'arc pour les paramètres d'entrée donnés : pression génératrice P_i, intensité I, longueur L entre l'électrode et col de la tuyère, et bien entendu la connaissance des propriétés thermodynamiques du plasma, i.e. la nature du gaz plasmagène.

Les deux termes dépendant des propriétés du milieu plasma en fonction de la pression et de la température moyenne de la colonne, et qui déterminent la constriction, sont donc :

- le coefficient déterminant le bilan énergétique noté SHT (Sigma × Heat Transfer) :

$$SHT(\bar{T}) = \frac{P_i}{P_0}\frac{\overline{P^*}}{P_i}\bar{\sigma}\left[\overline{\rho_0^* c_s^*}\Delta\bar{h} + 4\pi\overline{\varepsilon_{n0}}\right]$$

- la diffusivité thermique moyenne du plasma à la température $\bar{T}$, déjà présentée Équation 40

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\kappa}}{\bar{\rho}\bar{c_p}} = \frac{\bar{\kappa}}{\rho_0\overline{C_p}}\left(\frac{P_i}{P_0}\frac{\overline{P^*}}{P_i}\right)^{-1}$$

Pour les gaz industriels usuels, le terme SHT est strictement monotone et de pente généralement significativement croissante avec la température en raison de la conductivité électrique, et ce quelle que soit la longueur d'arc. Ceci garantit l'unicité de la détermination de la température et du rayon d'arc malgré quelques oscillations locales non monotones possibles de la diffusivité thermique autour des zones d'ionisation et de dissociation, et qui est elle aussi généralement croissante avec la température par ailleurs, cf Figure 167. Ce modèle implique donc une augmentation de la température de la colonne d'arc avec l'intensité, qui est observée à la fois sur l'axe Figure 150 et en valeur moyenne Figure 178, en CFD et expérimentalement.

Note : Ce résultat permet un regard autre sur l'effet de l'intensité pour la température que l'explication parfois trouvée dans la littérature. Certains auteurs interprètent en effet l'augmentation de la température avec l'intensité par un effet du rapport entre la puissance apportée et la géométrie du volume de contrôle : plus le courant et la puissance déposée par effet Joule sont importants, plus le diamètre d'arc est élevé, or le rapport entre le volume chauffé V_{arc} et la surface extérieure $Aext_{arc}$ à travers laquelle ont lieu les pertes thermiques augmente, de manière proportionnelle au rapport du volume d'arc sur sa surface extérieure, soit pour un arc cylindrique : $\frac{V_{arc}}{Aext_{arc}} = \frac{R_{arc}}{2}$. Sous cette hypothèse, plus le diamètre d'arc est faible et plus les pertes thermiques sont élevées par rapport au volume chauffé, ce qui aura tendance à refroidir l'arc. Or, nous avons montré Figure 170 que le rendement énergétique de la chauffe du volume de contrôle de la colonne d'arc diminue lorsque l'intensité augmente en raison de l'augmentation des pertes radiatives. Le modèle SHAC permet d'interpréter différemment l'effet de l'intensité sur la température de l'arc, via les propriétés thermodynamiques: la température augmente avec l'intensité car l'équilibre entre gradient de température et quantité volumique de gaz frais à chauffer se déplace dans une direction univoque d'augmentation de la température, malgré l'augmentation des pertes radiatives.

En pratique, la résolution à P_i et I donnés revient à trouver, par itération en recherchant dans les tables thermodynamiques, la température moyenne $\overline{T}$ solution de la première équation du jeu ci-dessous (Équation 42), le rayon d'arc étant donné par la seconde équation une fois la température trouvée.

$$0.95\frac{LI^2}{\pi^2}\left(\frac{P_i}{P_0}\right)^3\left(\frac{V_{rc}}{1.73}\right)^4 = \left(\frac{\bar{\kappa}}{\overline{\rho_0}\overline{c_p}}\right)^4\left(\frac{\overline{P^*}}{P_i}\right)^{-3}\bar{\sigma}\left[\overline{\rho_0^*}\overline{c_s^*}\Delta\bar{h} + 4\pi\overline{\varepsilon_{n0}}\right]$$

$$R_{arc} = \frac{1.73}{V_{rc}}\frac{\bar{\kappa}}{\rho_0\overline{C_p}}\left(\frac{P_i}{P_0}\frac{\overline{P^*}}{P_i}\right)^{-1}$$

Équation 42 – Equations pour la résolution en température moyenne du modèle SHAC.

Le modèle analytique SHAC proposé ici ne requiert qu'un seul coefficient d'ajustement, à savoir la vitesse radiale caractéristique de l'écoulement dans la colonne d'arc V_{rc}. Cette grandeur a un sens physique mais il est nécessaire de l'identifier à partir de résultats expérimentaux ou de calculs CFD validés par ailleurs. En effet, il est difficile de proposer *ab initio* une vitesse radiale caractéristique de l'écoulement dans la colonne d'arc, car celle-ci varie potentiellement en fonction :

- du rayon : elle est par définition nulle sur l'axe ;
- de l'écoulement : elle varie avec l'accélération et la striction ;
- de la géométrie de la tuyère : diamètre, longueur et forme convergent ;
- de la pression.

Dans notre cas de tuyère sous oxygène, on identifie une vitesse radiale caractéristique permettant un bon accord entre les températures et rayons d'arc calculés par CFD et avec le modèle SHAC sur la totalité du plan d'expérience numérique. Les calculs sont effectués avec une table thermodynamique fournie par le laboratoire LAPLACE à 8 bara.

Après une identification « à la main », on obtient une vitesse radiale caractéristique V_{rc} de 95 m/s. Ce n'est pas un ordre de grandeur incompatible avec les vitesses radiales réalistes simulées par CFD, par exemple Figure 182 où est tracé le profil radial de vitesse radiale V_r à 1 mm en amont du col, soit environ aux 2/3 de la longueur d'arc depuis l'électrode.

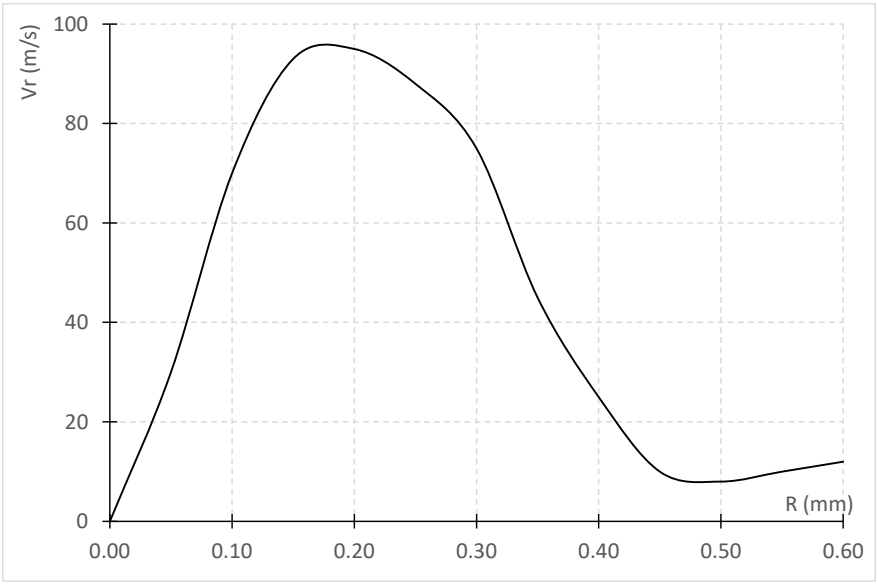


Figure 182 - Profil de vitesse radiale (centripète) dans le convergent à 1 mm en amont de la sortie de la tuyère soit L/Larc = 2/3 depuis l'électrode. Plasma d'oxygène, diamètre de sortie 1 mm, intensité 70 A, pression génératrice 5 bara.

Pour ce cas particulier de calcul (Intensité 70 A, pression génératrice 5 bara, diamètre de tuyère 1 mm), la vitesse radiale maximale est de 95 m/s, et la vitesse moyenne dans la section d'arc de 56 m/s.

On présente Figure 183 et Figure 184 les résultats du modèle analytique SHAC en comparaison aux calculs CFD pour les 43 points du plan d'expérience numérique.

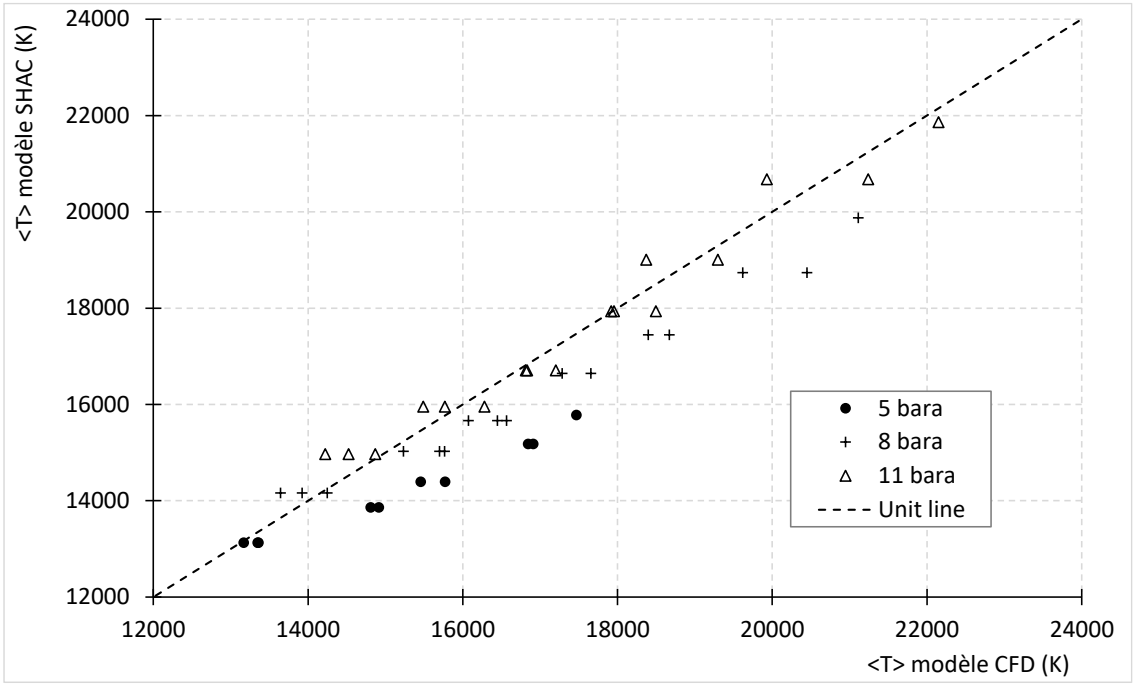


Figure 183 - Comparaison entre température moyenne d'arc calculée analytiquement avec le modèle SHAC et par CFD. 43 calculs pour 3 pressions et intensités variant de 30 A à 300 A. Vitesse radiale caractéristique V_{rc} = 95 m/s. Table thermodynamique à P_0 =8 bara pour SHAC, pleinement interpolée en pression et température pour le modèle CFD.

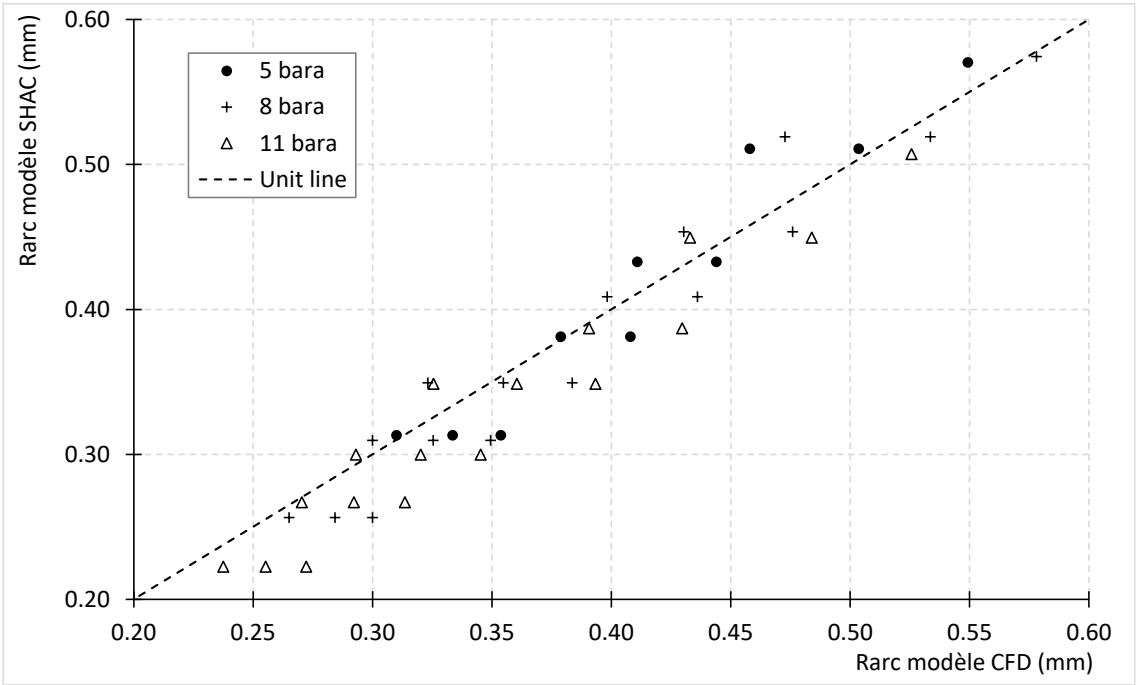


Figure 184 – Comparaison entre rayon d'arc calculé analytiquement avec le modèle SHAC et par CFD. 43 calculs pour 3 pressions et intensités variant de 30 A à 300 A = étiquettes de données en ampères pour les nuages 5 et 11 bara). Vitesse radiale caractéristique V_{rc} = 95 m/s. Table thermodynamique à P_0 =8 bara pour SHAC, pleinement interpolée en pression et température pour le modèle CFD.

L'observation des nuages de points Figure 183 et Figure 184 permet de mesurer la pertinence du modèle SHAC en comparaison aux simulations CFD :

- La température moyenne de l'arc est assez bien prédite par le modèle SHAC avec un écart relatif par rapport à la référence CFD qui varie entre -10% et +5%, et une pente d'augmentation de la température qui est correctement décrite. L'effet de la pression est correctement pris en compte bien qu'il demeure une légère ségrégation entre les nuages de points aux trois pressions du plan d'expérience, qui sont un peu décalés l'un par rapport à l'autre (la température est sous-estimée aux hautes pressions).
- La performance de prédiction du rayon d'arc par le modèle SHAC est légèrement moins bonne, avec un écart de -18% à +12% par rapport aux résultats CFD. La tendance de réduction du rayon d'arc avec la pression est correctement décrite (les nuages de points aux différentes pressions sont superposés). La pente d'augmentation du rayon avec l'intensité est correctement estimée, peut-être une peu surestimée.
- Pour une intensité donnée, la dispersion résiduelle montre l'importance de la structure détaillée de l'écoulement sur la géométrie de la colonne d'arc, dans notre cas caractérisé par les variations de diamètre de tuyère.
- On note que pour la vitesse radiale caractéristique choisie, la température et le rayon d'arc sont tous les deux légèrement sous-estimés par le modèle SHAC, ce qui laisse penser à une amélioration possible.

La fermeture du modèle par l'équation SHAC-Pe pour le nombre de Peclet radial est donc bien cohérente avec l'interprétation proposée en section 5.6.10 des résultats CFD pour deux pressions différentes toutes choses égales par ailleurs : le rayon d'arc diminue quand la diffusivité thermique diminue. Nous montrons ainsi que l'équation bilan énergétique SHAC-HB est nécessaire, mais insuffisante pour décrire la colonne d'arc, et qu'il faut lui adjoindre cette diffusion thermique radiale (i.e. l'équilibre entre le rayon d'arc et la température) qui est au moins aussi importante pour la détermination de la constriction. Ce modèle d'arc à bilan énergétique fermé par un modèle simplifié de diffusion radiale de la chaleur permet ainsi de résoudre le paradoxe apparent de la constriction supérieure de l'arc sous oxygène par rapport à l'argon, arc sous argon qui serait théoriquement plus constricté selon le seul critère de la diffusivité thermique inférieure du milieu.

A géométrie et intensité fixée, les propriétés thermodynamiques qui déterminent la densité de puissance du jet plasma, au sens du flux enthalpique et du champ électrique, sont à la fois le terme énergétique $SHT(\overline{T})$ et la diffusivité thermique $\bar{\alpha}$.

Ce modèle SHAC a été construit à partir de nombreuses simplifications et est très probablement améliorable, en affinant par exemple :

- Le traitement de la pression dans la description thermodynamique du plasma, avec éventuellement une séparation des variables de pression et température discriminée entre le terme énergétique et le terme de Peclet, et une résolution itérative à partir de tables interpolées dans le plan complet (P,T),
- Les hypothèses de moyennage en température des propriétés du milieu pour l'équation du nombre de Peclet qui détermine l'équilibre entre rayon et température,
- La recherche d'un modèle de couplage entre intensité et rayon, par exemple en supposant une forme de profil radial de température plutôt qu'une température et un rapport Tm/T* constant,
- La distinction du rayon d'arc et du rayon de conduction électrique, à l'intérieur duquel s'applique la chauffe, pour les gaz moléculaires qui n'ont pas de couche « tiède »,
- L'optimisation de l'identification du paramètre V_{rc} par minimisation d'erreur, e.g. méthode des moindres carrés.
- Et cætera …

Cependant, l'objectif du développement du modèle analytique SHAC était d'aider à l'interprétation physique des résultats expérimentaux et CFD en proposant un modèle manipulable « avec les mains » pour comprendre la phénoménologie de la constriction, et non de développer un modèle réduit dont la précision est connue. Or, l'effet du diamètre de la tuyère est significatif, ce qui montre l'importance de l'écoulement 2D sur la constriction, et n'incite donc pas à investir plus d'efforts dans la modélisation analytique 0D de la colonne d'arc que ce qui a été présenté jusqu'à présent.

Le modèle SHAC en l'état permet de bien reproduire les tendances physiques observées expérimentalement et par CFD sur une large plage de variation avec un niveau de complexité minimaliste, et ne requérant qu'un seul paramètre d'ajustement pour décrire l'écoulement : la vitesse radiale caractéristique dans la colonne d'arc.

En l'occurrence, tous les paramètres identifiés *a priori* ont été nécessaires à la construction du modèle SHAC : dimension (L), intensité du courant, pression génératrice, loi d'état et enthalpie (ρC_p), conductivités électrique et thermique, propriétés radiatives ; et tous ces paramètres jouent un rôle important dans la détermination des résultats fournis par le modèle SHAC : R_{arc} et $\overline{T^*}$, c'est-à-dire la prédiction de la constriction. Il intègre sous forme minimale les phénomènes physiques essentiels : la thermique et l'énergétique en traitant l'advection, la conduction, le bilan de masse et d'énergie entre l'entrée de gaz frais et leur sortie au col sonique, le rayonnement, la chauffe par effet Joule.

5.7. Conclusion sur l'interprétation physique de la constriction

Malgré leurs limites, les résultats CFD ont permis de mieux comprendre la phénoménologie de la constriction, et de construire le modèle analytique SHAC de colonne d'arc dans une tuyère sonique (SHAC pour Sonic Homogeneous Arc Column). Ce modèle permet de décrire correctement les tendances physiques observées à partir des paramètres d'entrée (i.e. la nature du gaz plasmagène, l'intensité et la pression), avec pour seul coefficient de paramétrage ad-hoc une vitesse radiale caractéristique, d'ordre de grandeur physique, de calibrage des résultats du modèle SHAC aux résultats CFD.

L'interprétation croisée de ces résultats CFD, validés expérimentalement macroscopiquement et localement (cf. section 4.5), et du modèle SHAC a permis d'expliciter les mécanismes physiques à l'œuvre lors de la constriction.

Cette approche a d'abord permis de distinguer les uns des autres les critères de caractérisation de la constriction dans les tuyères plasma soniques :

- La température du plasma augmente de manière conjointe à cœur et en valeur moyenne (enthalpique) avec l'intensité du courant. Les températures sont principalement déterminées par l'intensité, et de manière secondaire par la pression et la géométrie de la tuyère (Figure 149 et Figure 178).
- La densité de puissance thermique augmente très fortement avec la pression, dont elle dépend au premier ordre (Figure 156). Elle augmente aussi de manière secondaire avec l'intensité et la réduction du diamètre de tuyère.
- Le diamètre d'arc (Figure 144) et la densité de courant (Figure 149) sont déterminés par l'intensité, la pression et le diamètre de tuyère, avec un poids relatif équilibré entre chacun de ces facteurs.

Les 3 facteurs d'influence étudiés : intensité, pression, et diamètre de tuyère (qui n'est pas pris en compte dans le modèle analytique SHAC), ont donc tous une influence significative, et leurs effets physiques s'interprètent assez différemment. Toutes choses égales par ailleurs, on peut résumer les phénomènes à l'œuvre de la façon suivante :

- L'effet de la pression est celui d'une baisse mécanique de la diffusivité thermique du milieu avec la variation de la densité proportionnelle à la pression, permettant de compenser partiellement le besoin en apport de chaleur que nécessite le plus grand débit massique passant dans la colonne d'arc, le complément énergétique étant apporté à travers une diminution du rayon d'arc. Comme le modèle SHAC permet de le montrer, l'enthalpie volumique et la diffusivité thermique sont les propriétés du plasma très dépendantes de la pression qui déterminent la constriction, avec progressivement une importance croissante des propriétés radiatives si on augmente la température.
- L'effet de l'intensité est d'abord celui d'une augmentation du rayon d'arc, qui entraine une augmentation de la température de l'arc (sur l'axe et en moyenne) en raison principalement du flux conductif radial qui doit rester élevé malgré l'étalement radial des isothermes. L'augmentation de la section d'arc n'est pas proportionnelle à l'augmentation de l'intensité en raison de l'augmentation plus rapide du débit massique à chauffer dans la colonne d'arc. Aux températures d'arc les plus basses, l'augmentation de la température a pour effet une augmentation de la conductivité électrique qui permet une augmentation de la densité de courant au cœur de l'arc et donc de la chauffe par effet Joule. A plus forte intensité, la croissance de l'intensité avec la température décélère, en raison de la stagnation de la conductivité électrique et de l'augmentation des pertes radiatives. Paradoxalement, le rendement énergétique du transfert enthalpique baisse à intensité croissante en raison de l'augmentation des pertes radiatives : l'arc est plus chaud malgré des pertes radiatives plus importantes relativement à la puissance de chauffe par effet Joule.
- L'effet du diamètre de la tuyère démontre le rôle de la striction des lignes de courant fluides et électriques sur l'augmentation de la densité de puissance. Cet effet dynamique est essentiel dans les torches plasma à col sonique, et la première description de son fonctionnement permet de proposer des voies nouvelles d'amélioration de la densité de puissance, au-delà des observations sur la nature du gaz, l'intensité et la pression discutées dans la littérature scientifique depuis les années 1950.

Il y a ainsi un potentiel d'optimisation de la densité de puissance, de la densité de courant apparent, ou de la température maximale dans le plan de ces 4 variables : nature du gaz, pression, intensité et géométrie de la tuyère, l'outil CFD étant particulièrement adapté à cette démarche, voire nécessaire en raison de l'influence de la géométrie et des non-linéarités.

Le plus évident des paramètres d'intensification de la densité de puissance thermique est cependant la pression, qui a un effet linéaire (démontré entre 3 et 33 bara) et dont le mécanisme ne semble pas présenter de limitation physique, puisque la température maximale est peu augmentée avec la pression, et donc sera moins vite limitée par les pertes radiatives. Rien dans notre analyse ne laisse donc à penser que la densité de puissance thermique ne puisse pas continuer à augmenter avec la pression au-delà des valeurs simulées dans le plan d'expérience numérique.

L'identification des déterminants principaux de la constriction nous a permis par ailleurs de lister les effets physiques ayant une influence faible ou négligeable, voire adverse, sur la constriction :

- le refroidissement pariétal est sans effet
- les effets magnétiques sont négligeables pour la constriction au col dans la gamme d'intensité du coupage plasma (< 1000 A)
- si le vortex a un effet de stabilisation et de constriction du pied d'arc au centre de l'électrode, dans une zone à (très) bas Mach, nous avons montré numériquement et expérimentalement que pour les torches plasma à tuyère sonique, son effet était néfaste à la constriction au niveau du col et à la densité de puissance thermique du jet.

Nous proposons pour conclure de comparer les températures atteintes dans les torches à tuyère sonique à la littérature historique ayant pour objectif d'atteindre les températures les plus élevées possibles dans les arcs stationnaires, c'est-à-dire hors décharges impulsionnelles comme la foudre ou les décharges « pinch » [197]. On utilise pour cela les résultats obtenus par Maecker et les équipes associées [195] dans les années 1950 pour des arcs sous hydrogène et vapeur d'eau, gaz qui présentent l'enthalpie massique la plus élevée (Figure 168) ainsi que le produit SHT le plus élevé, (le critère que nous proposons pour la constriction, Figure 174), et qui ont été repris a de nombreuses reprises, par exemple par Boulos [196] et Hirsch/Pfender [68] pour illustrer les températures maximales atteignables dans un plasma d'arc en régime stationnaire.

On observe Figure 185 que les températures maximales probables (estimées par CFD dans les limites de validité), se situent pour l'oxygène dans les tuyères à striction sonique à proximité immédiate des niveaux atteints dans les torches vortex d'eau ou hydrogène de forte intensité étudiées dans les années 1950 précisément pour atteindre les niveaux de température les plus élevés possibles.

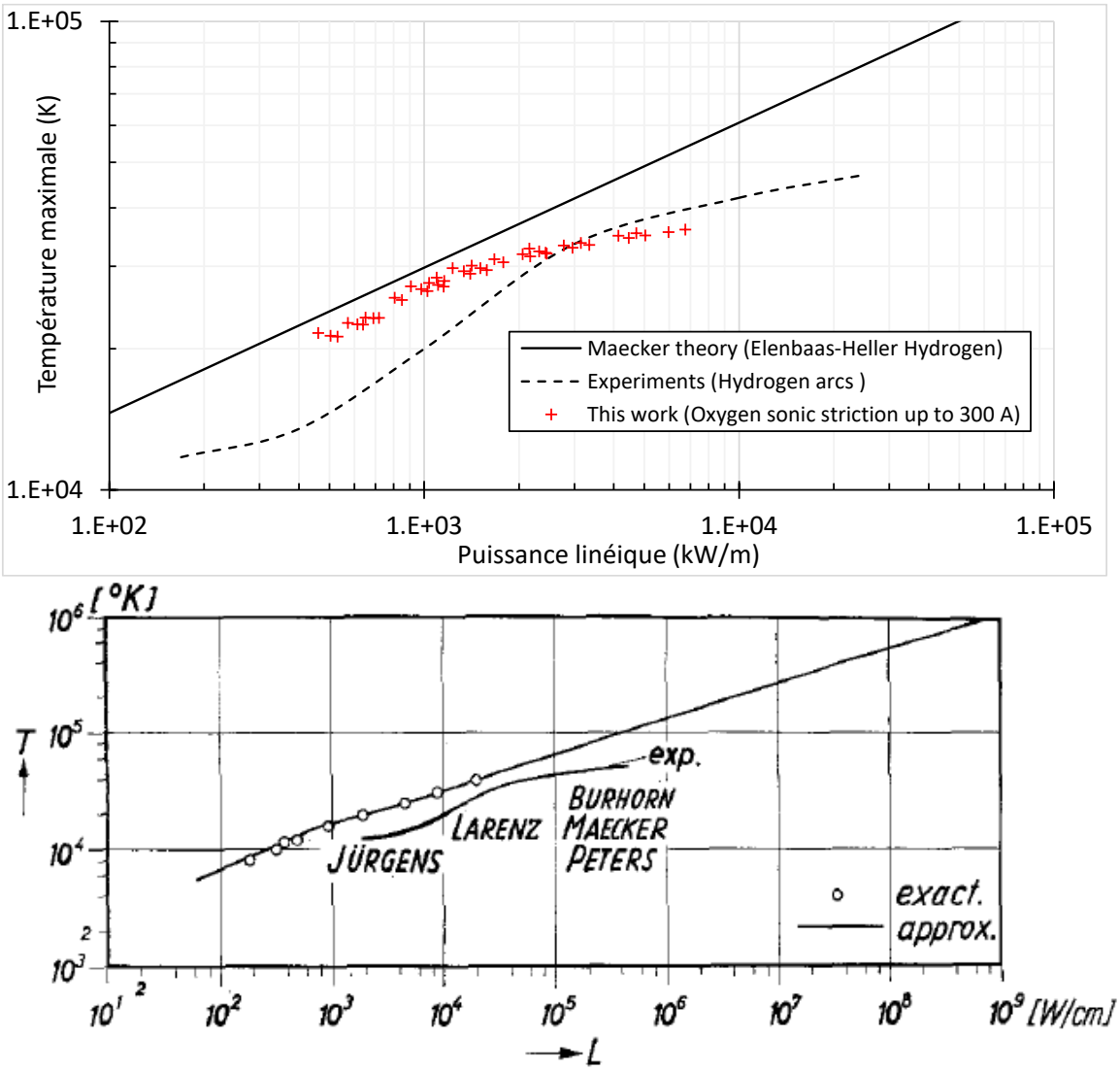


Figure 185 - Comparaison des températures maximales sur l'axe entre les tuyères à striction sonique sous oxygène étudiées dans ce travail (croix rouges), et les arcs sous hydrogène étudiés par Maecker, d'après [195] (en traits pleins = théorie d'après un modèle de type ElenBaas-Heller et expérimentaux (jusqu'à 1450 A) en pointillés. En haut : zoom et résultats de la présente étude. En bas, courbe historique de 1959 [195].

6. Etude du jet plasma

Collaborations

Equipes AKRYVIA : *Emmanuel Bon, Marc Chantrel, Nicolas Godinaud, Philippe Hérault*
Universitaires : *EM2C Centrale Paris : Sébastien Candel, Daniel Duroc, Philippe Scouflaire ; GREMI Bourges : Stéphane Pellerin ; LAPLACE Toulouse : Pierre Freton, Jean-Jacques Gonzalez ; M2P2 Marseille : Pierre Boivin*

Nous avons étudié au chapitre 5 les phénomènes physiques déterminant la densité de puissance au col de la tuyère plasma. En découpe plasma industrielle, le jet qui débouche de la tuyère plasma est dirigé vers une tôle typiquement placée à une distance comprise entre 1 et 10 diamètres de la sortie de celle-ci. La densité de puissance formée au col de la tuyère plasma n'est donc pas celle disponible à la tôle quelques diamètres en aval. L'objet de ce chapitre est d'étudier la manière dont la densité de puissance évolue dans le jet plasma après le col sonique, les conséquences de cette évolution sur la saignée de découpe, et la manière de contrôler la diminution de la densité de puissance entre la tuyère et la tôle.

6.1. Caractérisation du jet libre sous-détendu

6.1.1. Introduction bibliographique

La pression génératrice P_i imposée dans la chambre d'arc des torches plasma industrielles est généralement proche de 4 à 5 barg (~5 à 6 bara). A cette pression génératrice, la pression P* au col sonique de sortie de la tuyère plasma est supérieure à la pression atmosphérique P_a du milieu ambiant dans laquelle le jet plasma débouche. Pour un écoulement isentropique de gaz parfait, on rappelle la relation entre la pression génératrice et la pression critique, déjà présentée Équation 32 :

$$\frac{P^*}{P_i} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

Pour des valeurs de coefficient adiabatique γ comprises entre 1.4 (gaz diatomique à température ambiante) et 1.1 (minimum du plasma d'oxygène entre 300 K et 35000 K, cf. Tableau 30 et Figure 82), ce rapport varie ainsi entre 0.53 et 0.58. Lorsque le rapport de détente de la tuyère entre la pression génératrice et la pression ambiante, noté NPR pour Nozzle Pressure Ratio est supérieur à 1.71 ou 1.89 (respectivement pour γ = 1.1 et γ = 1.54), alors la pression P* dans la section de sortie du col cylindrique de la tuyère est supérieure à la pression ambiante.

$$NPR = \frac{P_i}{P_a}$$

Équation 43 – Rapport de détente de la tuyère

Le rapport de détente du jet libre NPR*, défini par le rapport entre la pression dans la section d'éjection de la tuyère et le milieu ambiant est supérieur à 1.

$$NPR^* = \frac{P_e}{P_a} = \frac{P^*}{P_a} > 1$$

Équation 44 - Rapport de détente du jet libre sous-détendu

Lorsque la pression de sortie est égale à la pression ambiante, NPR* = 1, le jet est dit adapté.

Lorsque NPR* > 1, le jet est dit sous-détendu, au sens que la détente n'a pas été suffisante pour atteindre l'adaptation à la pression ambiante, situation décrite pour les écoulements à froid en tuyère amorcée dans les cours de mécanique des fluides classiques, par exemple S. Candel [72] ou P. Chassaing [73]. Le jet sous-détendu est caractérisé par la présence en son sein d'une succession

d'ondes de compression et de détente qui se réfléchissent sur l'enveloppe de pression ambiante isobare annulaire au jet, assurant le rééquilibrage progressif de la pression dans le jet avec la pression ambiante.

Bien que l'estimation de la pression P* en sortie de tuyère plasma par les formules du gaz parfait isentropique soit fausse pour les jets de plasma d'arc transféré (entre autres parce qu'ils sont chauffés par effet Joule), le rapport de détente dans les torches plasmas industrielles (NPR ~ 6) est tel que le jet est bien sous-détendu, comme nous allons le caractériser visuellement dans ce chapitre.

G. Lehnasch a par exemple consacré sa thèse [161] en 2005 à l'étude des jets sous-détendus, dont on reprend dans la Figure 186 ci-dessous la description détaillée selon le rapport de détente NPR* exprimé à partir de la pression statique d'éjection au col. Pour un gaz diatomique de coefficient adiabatique 1.4, on a NPR = 1.89 NPR*.

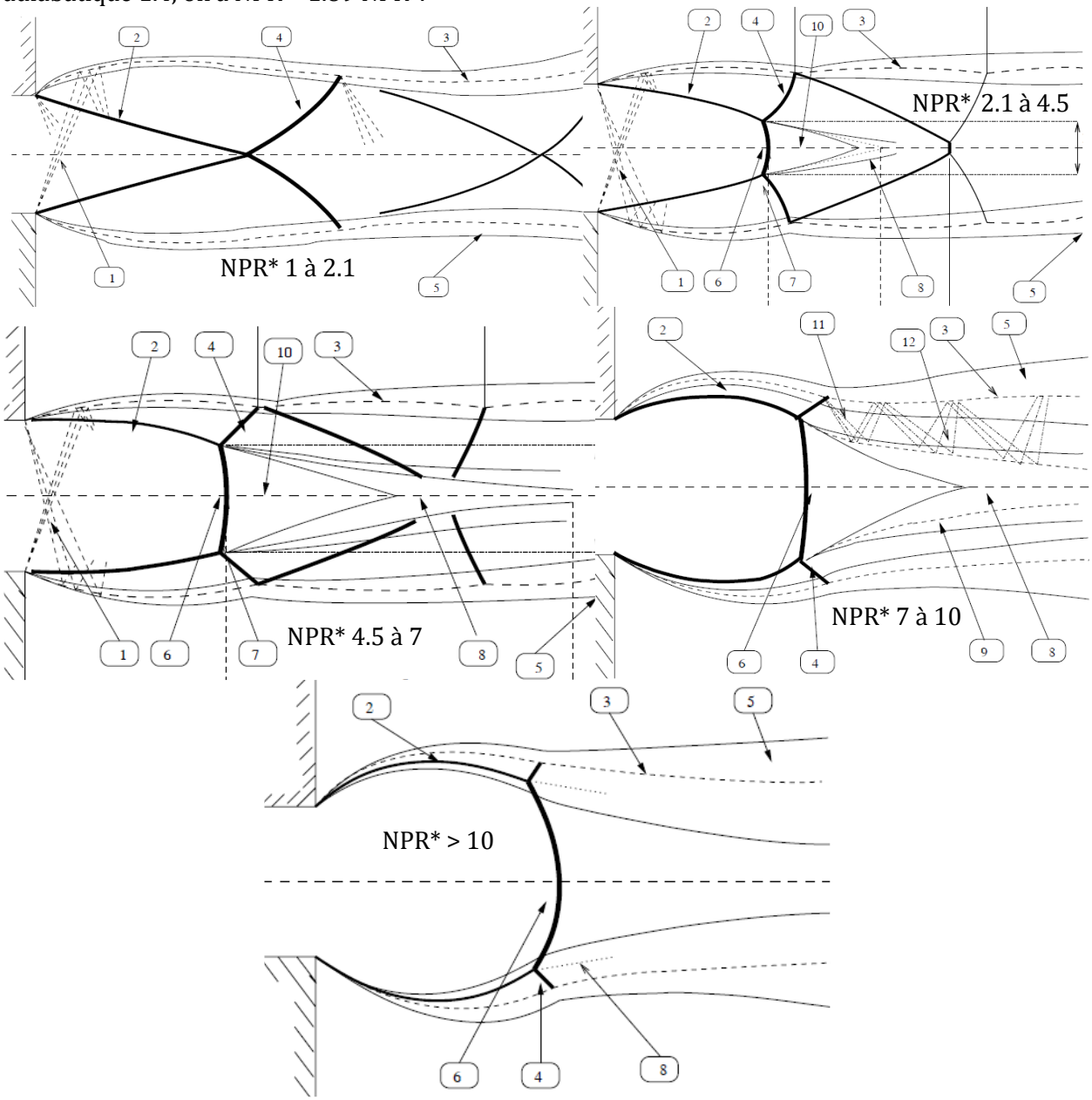


Figure 186 – Structure d'un jet sous-détendu à différents rapports de détente NPR, d'après G. Lehnasch [161]. 1 : Faisceau de détente, 2 : Choc incident ("suspendu" ou dit "en tonneau"), 3 : Ligne isobare de la couche de cisaillement, 4 : Choc réfléchi, 5 : Couche de cisaillement du jet, 6 : Disque de Mach, 7 : Point triple, 8 : Couche de mélange du disque de Mach, 9 : Ligne isobare de la couche de mélange du disque de Mach, 10 : Poche subsonique, 11 : Zone de détente supersonique, 12 : Zone compressive supersonique.*

Figure 186, le jet sous-détendu présente une structure de choc en tonneau (2) au sein de laquelle l'écoulement poursuit sa détente supersonique (en accélération) jusqu'à des pressions inférieures à la pression ambiante. Le nombre de Mach augmente depuis le col à Mach 1 jusqu'à un maximum juste avant la fin de la structure en tonneau. Pour les rapports de détente de jet NPR* > 2.1, la structure de choc en tonneau se termine alors par une onde de choc droite perpendiculaire à l'axe du jet appelée disque de Mach (6). A travers cette onde de choc droite, ou choc fort, l'écoulement subit une re-compression brutale, discontinue, et redevient subsonique (10).

Après la première structure de choc en tonneau, d'autres cellules d'intensité décroissantes apparaissent aux rapports de détente intermédiaire, entre 4 et 7. On l'illustre Figure 187 pour des jets chauds de moteurs fusée (à gauche) de forts diamètres, comme pour des jets de taille millimétrique en sortie de micro-tuyère illustrés Figure 187 à droite. Dans ces structures de choc, la pression statique sur l'axe oscille autour de la pression ambiante avec une amplitude décroissante jusqu'à ce que la pression dans le jet et celle du milieu ambiant s'équilibrent.

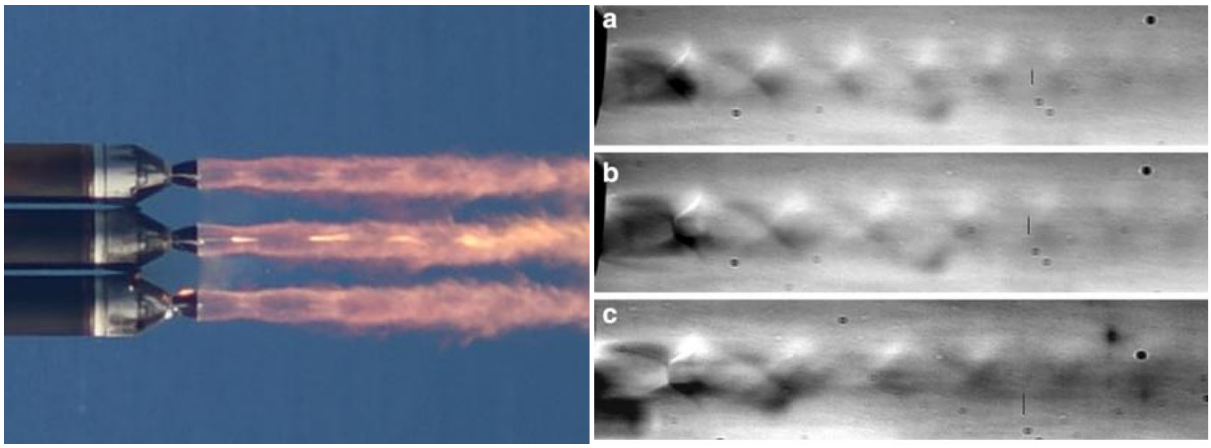


Figure 187 - A gauche : Jets en sortie des moteurs du lanceur Delta IV Heavy à moyenne altitude diamètre en fin de divergent 2136 mm (Source NASA/ULA). A droite : imagerie Schlieren de jets- sous-détendus en sorte d'une micro-tuyère cylindrique de diamètre 0.2 mm. NPR = 5.2(a), 6.3 (b), 7.3 (c), d'après Phalnikar [214].

A plus fort rapport de détente, à partir de NPR* = 5 environ, le diamètre du disque de Mach est supérieur au diamètre de sortie de la tuyère. Le jet en aval atteint ainsi des diamètres très élevés par rapport à celui de la tuyère, comme le montre l'exemple Figure 188 de jets de moteurs fusées à haute altitude, très sous-détendus.



Figure 188 - Elargissement de jets fortement sous-détendus en sortie de tuyère de moteurs fusées à haute altitude.

Le diamètre du jet, caractérisé par exemple par la ligne isobare de la pression ambiante étant légèrement supérieur au disque de Mach, il existe un seuil de rapport de détente, de l'ordre de NPR* = 4 environ, à partir duquel le diamètre du jet augmente de manière significative au-delà du diamètre de sortie de la tuyère. Cette expansion du diamètre du jet fortement sous-détendu au-delà de NPR* = 4 est un phénomène physique piloté par l'équilibrage des pressions, différent de l'élargissement de jet par diffusion radiale de la quantité de mouvement et le cas échéant de la chaleur. Nous allons

étudier ce comportement et ses conséquences pour les jets de plasma d'arc issus de tuyères soniques dans les sections suivantes.

6.1.2. Comportement des jets plasmas

A notre connaissance, la présence d'oscillations de pression dans les jets de plasmas d'arc transféré de torches de coupage a été décrite pour la première fois en 1978 dans les travaux traduits du Russe de Davydenko [217], qui montrent sur des photos argentiques de jet plasma la présence d'une zone plus sombre après la sortie de la tuyère, qui précède une onde de choc plus lumineuse.

Ramakrishnan [168] a visualisé en 1997 les variations d'intensité lumineuse induites par les ondes de choc dans le jet plasma, et Pardo [164] a proposé en 1999 la première caractérisation spectroscopique bidimensionnelle du jet sous-détendu issue de torches plasma, cf. Figure 189.

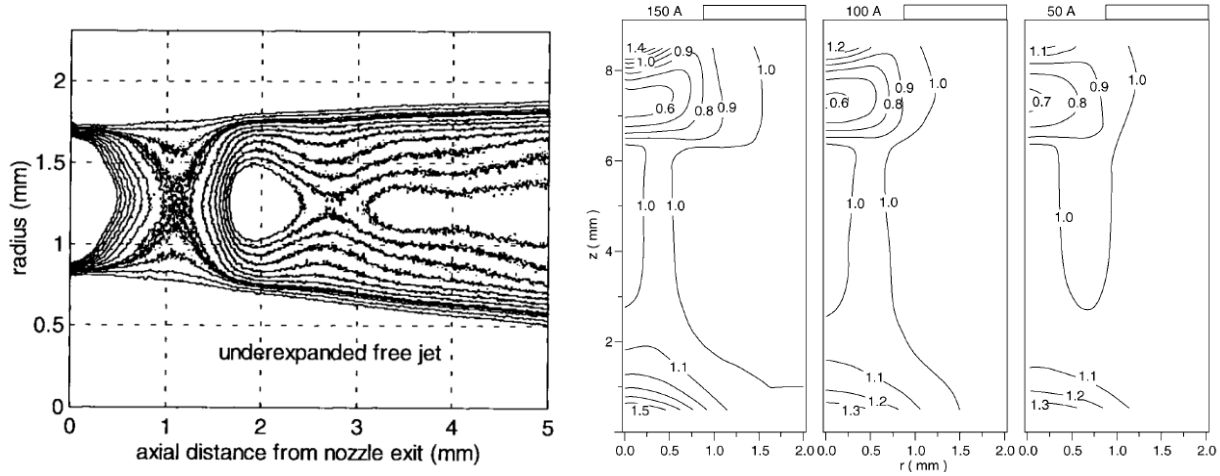


Figure 189 – A gauche : niveaux d'iso-intensité lumineuse dans un jet de torche de coupage plasma d'air à 100 A, d'après Ramakrishnan [168]. A droite : Reconstruction du champ de pression en sortie d'une torche de coupage plasma alimentée sous air à 5 bar, réalisée à partir de mesures spectroscopiques. De gauche à droite : intensités 50 A, 100 A et 150 A. D'après Pardo [164] .

On observe Figure 189 à droite la présence d'une zone de détente à pression inférieure à la pression atmosphérique en sortie de la tuyère plasma, qui se termine par un front de remontée en pression supérieure à 1 bar perpendiculaire à l'axe de la torche, c'est à dire la structure de choc en tonneau terminée par un disque de Mach typiquement observée dans les jets sous-détendus à température homogène.

Nous avons pu à notre tour caractériser directement la structure des jets plasma sous-détendus dans une étude menée en 2001 en collaboration avec le laboratoire EM2C, qui portait sur la caractérisation aéro-acoustique des jets plasmas [11].

Le dispositif expérimental utilisait une caméra CCD mesurant l'intensité lumineuse (capteur noir et blanc). Les réglages de la prise de vue étaient constants : caméra et torche fixes (anode fusible), l'exposition et l'ouverture étaient constantes et réglées de manière à obtenir une image non saturée derrière un filtre neutre. Pour une visualisation plus intuitive, certaines images noir et blanc ont été recolorisées numériquement en convertissant l'intensité lumineuse en échelle de couleurs de type rayonnement du corps noir (du noir vers le blanc en passant par le rouge orange), comme sur la Figure 190.

En première approximation, la luminosité de l'image est représentative de l'émission nette du plasma cumulée sur la profondeur de visée, qui dépend de la pression et de la température. On peut ainsi visualiser directement les variations de pression dans les structures de choc du jet sous-détendu qui induisent des variations de luminosité amplifiées. En effet, dans les structures de détente et de

compression de l'écoulement, la pression (ou la densité) et la température diminuent ou augmentent de concert, ce qui conduit à une luminosité plus faible dans les zones de détente « froides », et plus forte dans les zones de compression « chaudes », par exemple au passage des ondes de choc droites.

La limitation principale de l'analyse de ces images brutes prises en visée latérale est l'intégration de la luminosité émise sur toute une corde traversant l'épaisseur optique de la colonne lumineuse. Il est ainsi nécessaire de faire une inversion d'Abel du signal, en supposant une symétrie de rotation, pour exploiter de manière quantitative les images ou les spectres comme cela a été fait pour aboutir à la Figure 189. Sur les images brutes, la luminosité observée sur l'axe de la colonne d'arc intègre ainsi l'intensité lumineuse émise sur tout un diamètre d'arc, ce qui implique un biais visuel de surestimation de la luminosité observée au centre par rapport à celle au rayon extérieur de l'arc. Il est donc imprudent d'utiliser les images brutes, sans retraitement par inversion d'Abel, pour interpréter les profils radiaux de température et de pression à partir des images de luminosité. Pour interpréter de manière qualitative l'évolution axiale de la température et de la pression en revanche, le biais est plus faible.

On présente Figure 190 ci-dessous des images de la structure de choc en tonneau en sortie d'une torche plasma oxygène pour différentes pressions génératrices publiées dans [11].

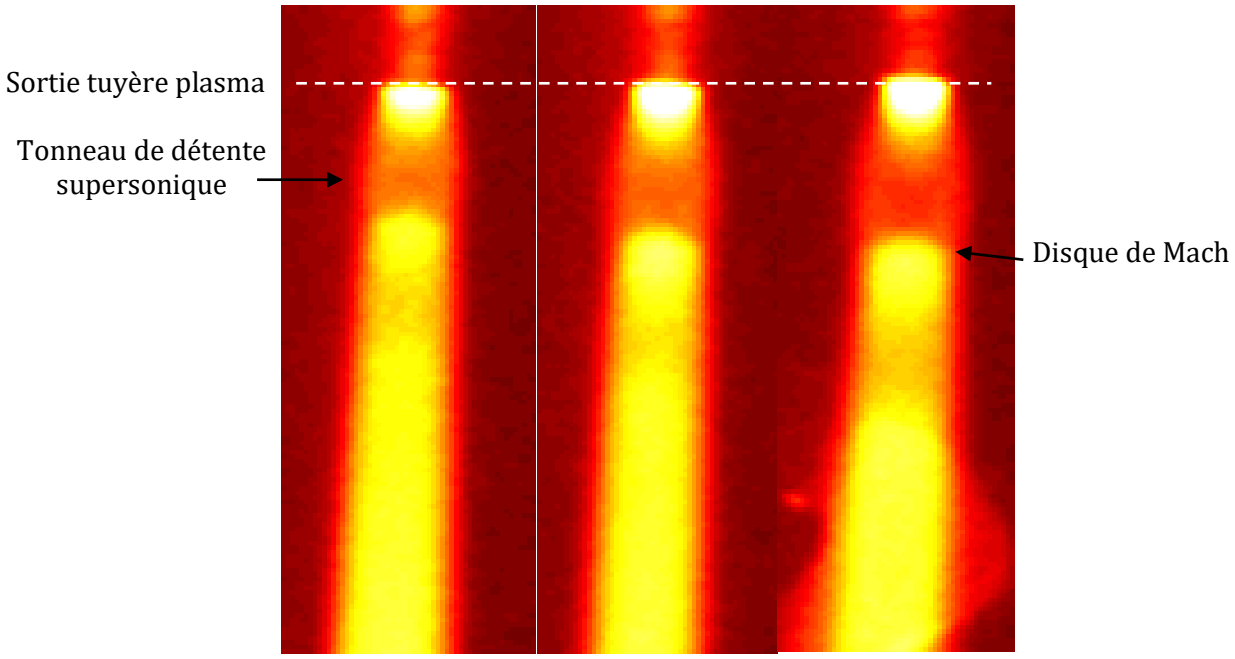


Figure 190 - Tuyère oxygène, 60 A diamètre, 1 mm, col long ($\sim 5 \times D_N$). De gauche à droite : P_i =5.5, 6.5, 7.5 bara. Imagerie noir et blanc avec filtre neutre, colorisée numériquement échelle du corps noir. D'après Camy-Peyret & al [11].

On observe Figure 190 une structure en forme de tonneau, avec une zone centrale plus sombre qu'en sortie de tuyère juste au débouché du col sonique, suivi d'une zone plus lumineuse au passage du choc droit. L'augmentation simultanée de pression et de température au passage du disque de Mach (onde de choc) se traduit par une augmentation de la luminosité permettant de caractériser directement la position et le diamètre du disque de Mach.

Figure 190, lorsque la pression génératrice augmente, la longueur de la structure de choc augmente ainsi que l'intensité des gradients de luminosité. Le diamètre du disque de Mach semble aussi augmenter.

Ces images ont été comparées aux simulations CFD réalisées au laboratoire LAPLACE, et présentées dans la Figure 191 ci-dessous tirée de la publication [9].

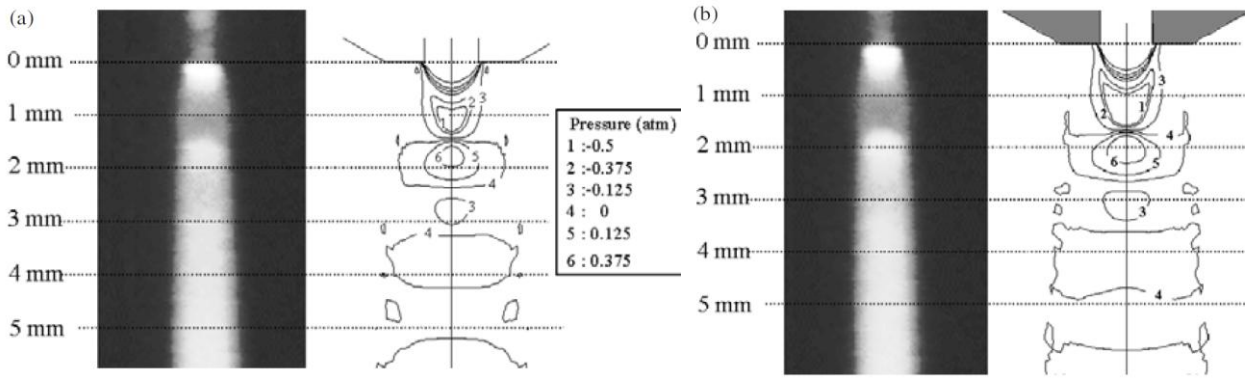


Figure 191 – Comparaison du champ de luminosité observé par imagerie avec le champ de pression calculé par CFD, d'après Freton & al [9] . A gauche, P_i = 4.5 bara, à droite, P_i = 5.5 bara

La comparaison présentée Figure 191 montre ainsi une très bonne concordance entre la CFD et l'imagerie en ce qui concerne la position axiale des structures de choc visibles.

Lors de la thèse de Laurence Girard [13], les profils de pression et de température calculées à partir des mesures spectroscopiques pour différentes pressions [5] ont aussi été comparés à l'imagerie du jet libre. On présente ainsi Figure 192 ci-dessous une superposition de l'image du jet plasma au profil axial de pression mesuré par spectroscopie, permettant de confirmer la concordance entre imagerie et mesures spectroscopiques en ce qui concerne la position du disque de Mach.

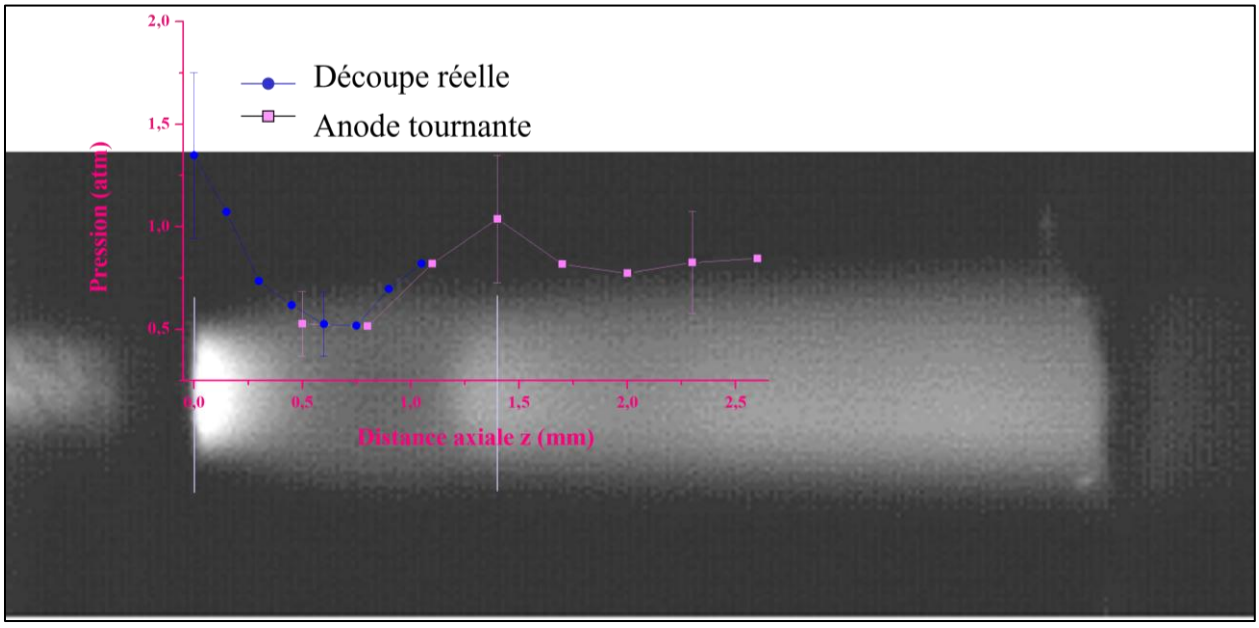


Figure 192 – Comparaison à l'échelle du profil axial de pression mesuré par spectroscopie après inversion d'Abel, d'après Girard [5] et [218].

Pour justifier de la concordance entre la luminosité observée par imagerie directe et les conditions de pression et de température dans le plasma, nous proposons enfin Figure 193 ci-dessous une comparaison entre le champ de coefficient d'émission nette dans le plan médian calculé par CFD au laboratoire LAPLACE (P. Freton et J-J Gonzalez [219], non publié), et la caractérisation par imagerie, comparaison publiée en 2019 [3].

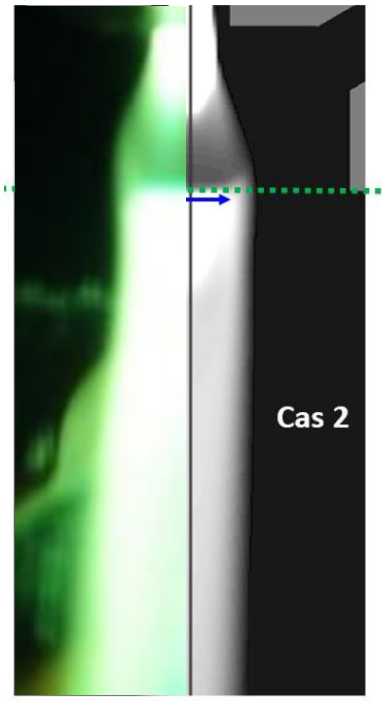


Figure 193 – Comparaison du champ de coefficient d'émission net calculé par CFD dans un plan longitudinal médian de la torche (niveaux de gris à droite) à la luminosité observée par imagerie (à gauche, coloration filtre vert). Echelles de luminosité arbitraires pour comparaison. Torche à col court ($L_t = 0.3 \times D_N$) pression d'alimentation 11.5 bara, d'après Camy-Peyret, Freton, Gonzalez [3].

Malgré l'intégration spatiale de la luminosité sur l'épaisseur de la colonne d'arc, la Figure 193 montre que l'imagerie directe fournit une très bonne représentation du champ de puissance radiative nette dans le plan médian. On note aussi que la forme de la structure en tonneau est différente dans cette configuration à col court ($L_t = 0.3 \times D_N$) et fort rapport de détente (NPR = 11.5) par rapport à l'aspect visuel du tonneau avec des cols longs ($L_t = 3 \times D_N$ à $5 \times D_N$) dans les précédentes études, e.g. Figure 190.

Pour compléter cette observation, on compare Figure 194 ci-dessous les images CCD de jets issus de tuyères plasma « courtes » et « longues », toutes choses égales par ailleurs (torche oxygène 60 A, swirl modéré, même pression génératrice de 6.5 bara). Le diamètre de la tuyère est de 1 mm dans les deux cas, mais la tuyère de gauche a un col cylindrique de 0.3 mm de longueur, alors que celle de droite a un col cylindrique de 5 mm de longueur.

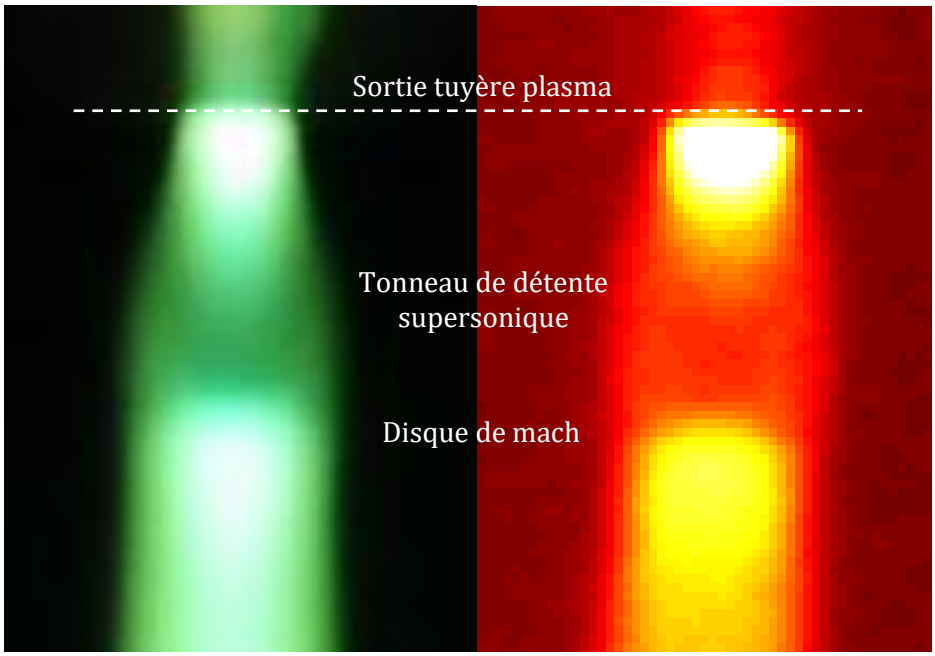


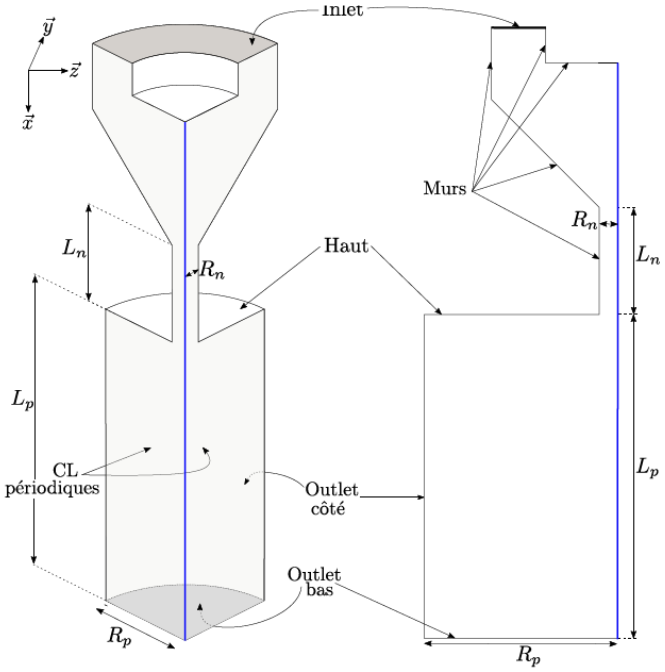
Figure 194 – Imagerie jet de plasma d'arc transféré sous-détendu en sortie de tuyère (luminosité N&B colorisée par le filtre à gauche, et numériquement en fausses couleurs de type rayonnement de corps noir à droite). Gaz plasmagène oxygène sous 6.5 bara, tuyère diamètre D_N = 1 mm, pour deux longueurs de col L_{col}. A gauche, $L_{col} = 0.3 \times D_N$ – A droite, $L_{col} = 5 \times D_N$

On observe Figure 194 que la structure caractéristique en tonneau avec frontière extérieure convexe est bien visible en sortie de la tuyère à long col à droite, alors qu'elle a un aspect légèrement déformé dans le cas de la tuyère à col court à gauche.

Le jet plasma sous-détendu de la tuyère courte à gauche présente ainsi d'abord une divergence conique, voire légèrement concave en forme de pavillon de trompette, avant de retrouver la ligne extérieure convexe du tonneau. On propose deux explications possibles pour cette observation.

- Une première hypothèse est que les profils de vitesse et de pression en section de sortie de la tuyère courte ne sont pas homogènes, avec une ligne sonique (iso-valeur de nombre de Mach Ma = 1) très éloignée du plan. Cette distorsion géométrique par rapport à un écoulement 1D idéal conduirait à modifier l'angle de l'onde de détente de Prandtl à l'arête de sortie de la tuyère, qui définit l'angle d'ouverture initial de la structure en tonneau. Cette hypothèse n'est pas privilégiée dans la mesure où le convergent en amont du col court est progressif et sans décollement, où la surface sonique au col est peu distordue (cf. Figure 114), et où cette forme en trompette n'est pas reproduite dans les résultats de la littérature pour les jets sous-détendus à froid même dans le cas d'orifices minces de type diaphragme. Toujours Figure 114, l'angle de la ligne de Ma = 1 en sortie de tuyère en bas à droite à partir de l'arête, c'est-à-dire dans la couche froide, est ainsi cohérent avec une structure en tonneau classique, et non en trompette.
- La seconde hypothèse, que nous privilégions, est que l'élargissement du jet lumineux en sortie de tuyère courte est supérieur en raison de la diffusion latérale de la chaleur plus important dans ce cas. L'arc de la tuyère longue est moins constricté en sortie, et présente donc un taux d'élargissement transversal par diffusion de la chaleur moins rapide, car celle-ci a déjà eu le temps de diffuser sur une grande longueur de col cylindrique, ici 5 fois le diamètre du col. Cette explication est d'autant plus plausible que nous avons montré au chapitre 5 que la constriction au col à pression génératrice constante était le résultat d'une compétition entre l'effet de striction dans le convergent (géométrique) et la diffusion radiale de la chaleur.

Pour compléter la description du jet libre de plasma d'arc transféré sous-détendu, on peut analyser les résultats CFD pour la géométrie de torche présentée Figure 195 (N. Godinaud [14]). Il s'agit d'une configuration simplifiée de torche plasma mono-tuyère, i.e. débouchant à pression ambiante, avec une électrode plate cylindrique, une chambre d'arc en forme de convergent conique, et un col cylindrique de 1 mm de diamètre et 3 mm de longueur.

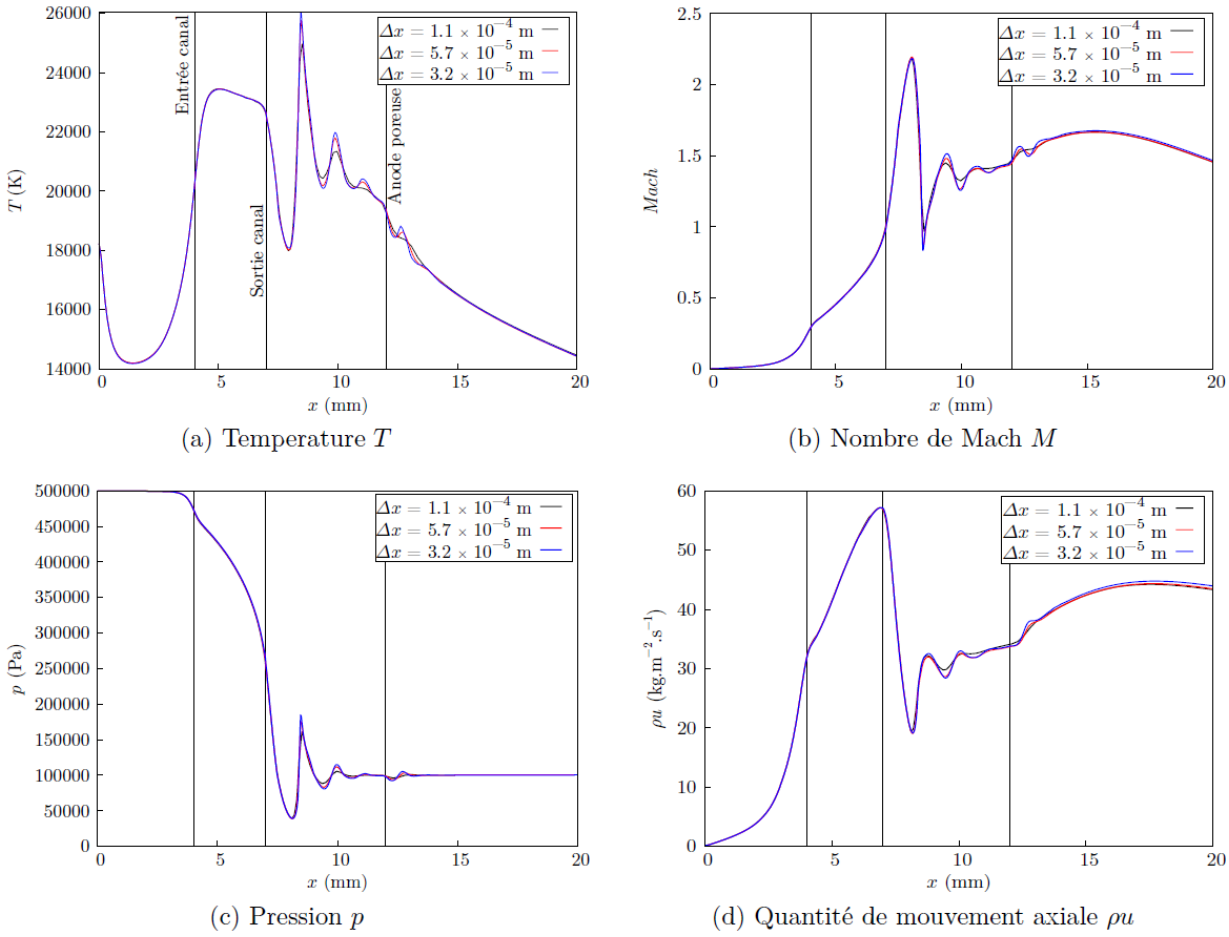


Symbole	Longueur (mm)
L_n	3.00
R_n	0.50
L_p	20.0
R_p	8.00

Figure 195 – Configuration géométrique du domaine de calcul de la torche simplifiée à convergent conique et canal cylindrique, d'après Godinaud [14].

On présente Figure 196 les profils axiaux de différentes grandeurs calculées par CFD pour cette géométrie, sous pression génératrice d'oxygène de 5 bara. La cathode se trouve à l'origine de l'axe des abscisses, les traits verticaux matérialisent la position, respectivement de l'amont vers l'aval :

- de l'entrée dans le col cylindrique de longueur 3 mm (entrée canal)
- de la sortie du col (sortie canal)
- de la position de l'anode poreuse où le potentiel est imposé pour le retour du courant dans la simulation numérique



(a) Temperature T (b) Nombre de Mach M

(c) Pression p (d) Quantité de mouvement axiale ρu

Figure 196 – Profils sur l'axe du jet plasma entre l'électrode et jusqu'à 20 mm en aval de celle-ci. Torche oxygène, 50 A, 5 bara, tuyère plasma de géométrie simplifiée, diamètre D_N = 1 mm à col cylindrique long (3 × D_N). D'après Godinaud [14].

Les trois courbes presque superposées correspondent à 3 niveaux de discrétisation spatiale utilisés lors de l'étude de démonstration de la convergence en maillage, déjà commentée en section 4.4.

Sur les courbes de la Figure 196, et de l'amont vers l'aval on peut faire les constatations suivantes.

- La température sur l'axe, courbe (a), passe d'un minimum de 14000 K dans la chambre d'arc à un maximum de 23500 K environ dans le col cylindrique. On note que pour cette géométrie simplifiée sans congé de raccordement entre le convergent conique et le col cylindrique, la température est maximale en début de col par effet de pincement et décroit ensuite par diffusion de la chaleur jusqu'à de la sortie du col.
- La température sur l'axe décroît ensuite progressivement lors de la détente supersonique dans le tonneau, jusqu'à 18000 K environ, avant de passer brusquement à 26000 K à travers le choc droit du disque de Mach situé à l'abscisse 8 mm environ.
- Courbe (c), le nombre de Mach passe de Ma = 2.2 à Ma = 0.7 environ à travers le choc droit. Après une poche subsonique de l'ordre de 1 mm de longueur derrière le disque de Mach, le jet plasma redevient supersonique sur l'axe.
- Avec le modèle laminaire utilisé, la température dans le disque de Mach est supérieure à celle au col de la torche. Ce résultat n'est probablement pas représentatif de la réalité car la diffusion radiale de la chaleur dans le jet libre turbulent est très sous-estimée ici, en l'absence de prise en compte de la diffusion turbulente. Comme l'ont montré Freton & al dans les études [9] ou [12], la turbulence est en effet le seul phénomène permettant d'expliquer la diffusion radiale des profils d'espèces et de chaleur dans le jet libre, qui entraîne une quantité importante d'air ambiant.

- La pression statique sur l'axe du jet, courbe (c), passe de 2.5 bar en sortie de tuyère à 0.5 bar au minimum avant le choc et à 1.5 bar après celui-ci. A ce rapport de détente, la pression sur l'axe du jet plasma se rééquilibre à la pression ambiante de 1 bar au bout de trois à quatre structures caractérisées par les oscillations de pression autour de l'ambiante. L'oscillation présente juste après l'anode poreuse n'est pas physique et est peut-être due à la suppression artificielle discontinue du terme source de chauffe par effet Joule.

Avec une résolution spatiale de maillage suffisante, la simulation CFD permet de distinguer non seulement la structure de choc en tonneau dans le jet plasma chaud, mais aussi une structure annulaire dans la couche froide, invisible sur l'imagerie ou la spectroscopie du rayonnement direct du plasma. On présente ainsi Figure 197 le champ de nombre de Mach en sortie d'une tuyère plasma de géométrie simplifiée (Figure 195), dans lequel on observe une double structure en tonneau avec une ségrégation entre deux zones de nombre Mach maximal dans le plasma et la couche froide, alors que le nombre de mach dans la couche tiède intermédiaire semble inférieur, tout en demeurant supersonique. L'hypothèse la plus naturelle pour expliquer cette double structure est la différence de propriétés du milieu entre le plasma et la couche froide, en particulier la vitesse du son et le coefficient adiabatique qui est de 1.4 dans la couche froide, et plutôt de 1.05 à 1.2 dans le plasma. Il demeure remarquable que la structure de l'écoulement dans le jet plasma, dont les températures et vitesses typiques sont 25000 K et 5000 m/s , soit aussi proche de la structure de l'écoulement de jets sous-détendus homogènes de gaz froids ou tièdes, e.g. de produits de combustion à quelques milliers de °C.

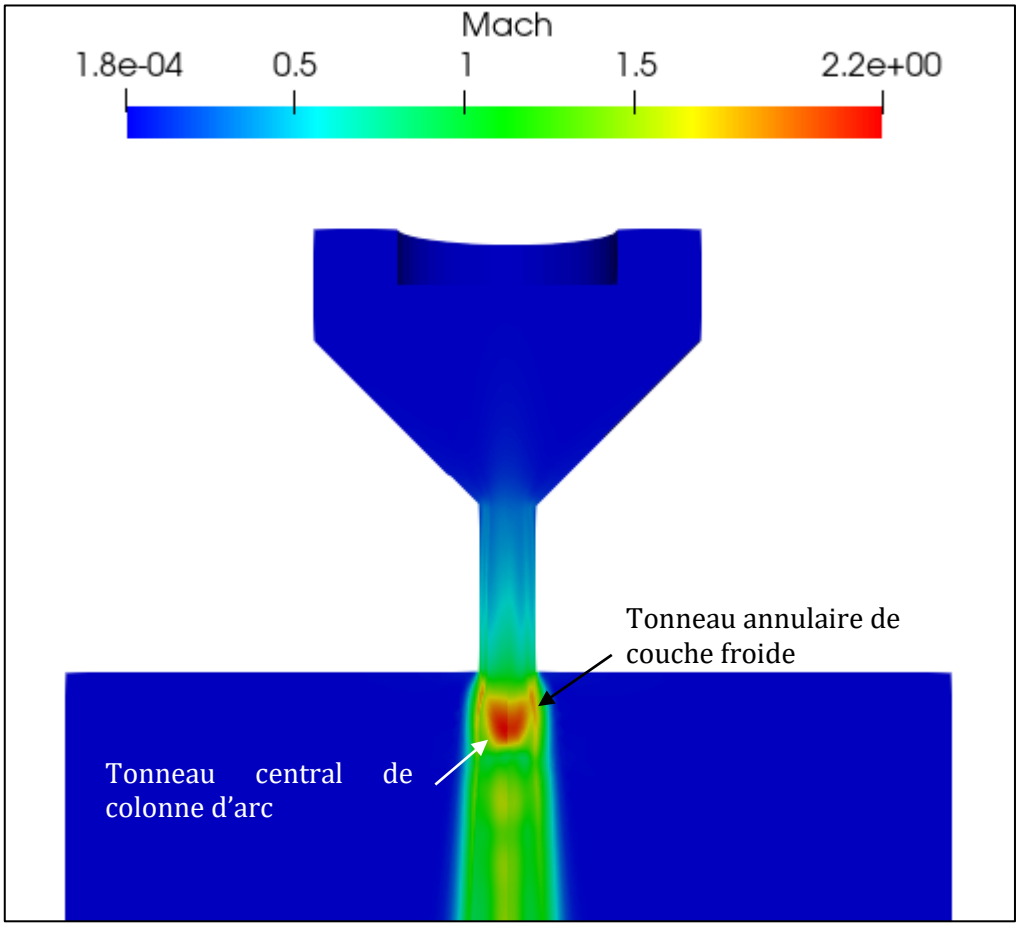


Figure 197 – Simulation CFD du nombre de Mach dans le jet libre pour une pression génératrice de 5 bara (NPR = 5) A gauche : torche sous oxygène. A droite : torche sous air. Intensité 60 A, diamètre de tuyère 1mm.

La Figure 197 présente aussi une comparaison du champ de nombre de Mach obtenu par CFD pour deux gaz plasmagènes différents : oxygène à gauche et air à droite. Cette comparaison permet de

montrer que la structure de l'écoulement est très proche entre les deux gaz, ce qui conforte au passage la robustesse du protocole expérimental de comparaison entre les gaz plasmagènes utilisé pour l'étude énergétique de l'effet de l'oxydation présenté en section 3.2.4.

Les résultats concordants d'origine numérique (CFD) et expérimentale présentés jusqu'ici dans cette section 6.1.2 montrent ainsi que les jets sous-détendus de plasma d'arc transféré issus des torches de coupage présentent des caractéristiques qualitativement proches des jets sous-détendus à température homogène classiquement décrits dans la littérature aérodynamique sur les tuyères introduite au 6.1.1. En particulier on constate :

- une détente supersonique en sortie de tuyère au sein d'une structure en tonneau terminée par un disque de Mach.
- un allongement du tonneau et augmentation du diamètre du disque de Mach avec le rapport de détente NPR de la tuyère.

Au-delà de leur température et de leur réactivité, deux caractéristiques distinguent cependant les jets sous-détendus de plasmas d'arc transférés des jets homogènes :

- une structure de tonneau double, avec une séparation visible sur le champ de nombre de Mach entre le tonneau central de la colonne d'arc et celui annulaire de la couche froide
- une diffusion radiale de la chaleur dans le jet qui peut être assez importante pour modifier l'aspect de forme du tonneau lumineux visible du jet plasma.

Nous allons dans la section suivante tenter de quantifier les caractéristiques principales des jets sous-détendus de plasma d'arc transféré, et les comparer aux jets homogènes pour tenter de préciser et d'interpréter leurs points communs et leurs différences.

6.1.3. Mesures comparatives de la géométrie du disque de Mach

La plupart des études du jet issu des torches de découpe plasma menées jusqu'en 2017 portaient sur des tuyères plasma fonctionnant à une pression d'alimentation relative de l'ordre de 4 à 5 barg, valeur typique des technologies de coupage plasma industrielles. On propose dans la section qui suit une extension de ces études aux pressions plus élevées, jusqu'à 30 bar, ainsi qu'une quantification de l'évolution des caractéristiques géométriques du jet sous-détendu sur cette plage de pressions.

Pour ce faire, on utilise trois séries de visualisations de jets plasma sous-détendus issus de torches plasma mono-tuyères. Ces trois séries de visualisation ont été réalisées dans des laboratoires et sur des installations différentes, avec des torches différentes, pour une tuyère plasma de même diamètre D_N = 1 mm à une même intensité de 60 A et deux gaz plasmagènes différents : l'air et l'oxygène. La longueur du col cylindrique variait en revanche de $L_{col} = 5 \times D_N$ pour les tuyères à col long (séries expérimentales 2001 et 2006), à $L_{col} = 0.5 \times D_N$ pour les tuyères à col court (séries 2019).

Nom de la série	Plage pression P_i	Gaz plasmagène	L_{col} (mm)	Références
2001 col long	[4.5-6.5] bar	O_2	5	[11]
2006 col long	[4.0-6.0] bar	O_2	5	[5]
2019 col court	[6-33] bar	air	0.5	[3] + non publiées

Tableau 32 – Jeux de données de visualisation de jets sous-détendus de plasma d'arc transféré utilisés

Pour le troisième jeu de données (2019), la caméra couleur était utilisée avec un filtre atténuateur de couleur verte, qui donne la teinte observée sur les images. De plus, les prises de vue ont été multipliées à la fois dans le temps, jusqu'à 6 photos lors d'un même essai, et avec une variation automatique de l'exposition en agissant sur le temps d'ouverture de l'obturateur. La focale, la distance à l'objectif, et l'ouverture étaient maintenus constants. On présente Figure 198 les 3 images d'un même jet de plasma d'arc obtenues pour trois temps d'ouverture croissants.

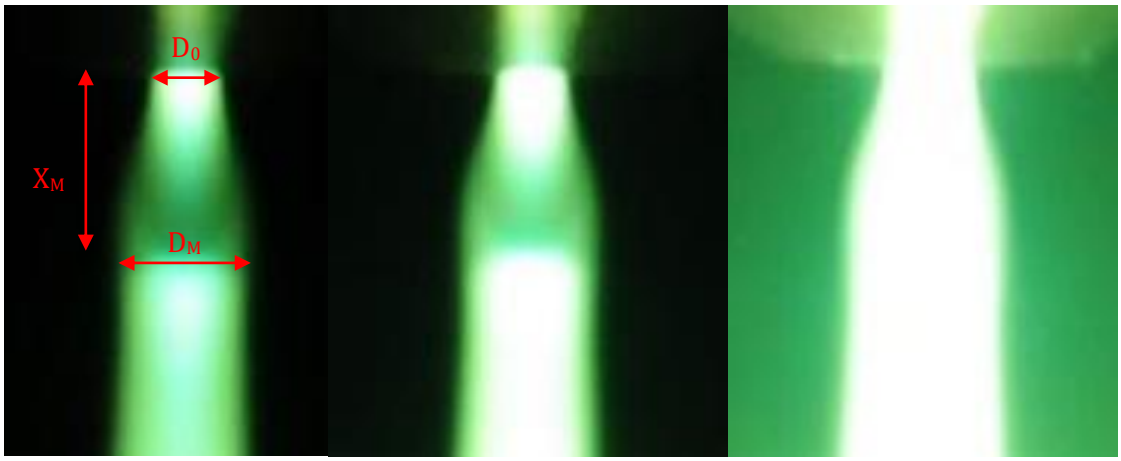


Figure 198 – Images d'un même jet de plasma d'arc transféré d'air à Pi = 6.6 bara prises successivement avec un temps d'exposition variable, de gauche à droite : 1/160 s, 1/60 s, 1/5 s. L'intervalle entre les images est de l'ordre de grandeur de deux fois le temps d'obturation.

Figure 198, tout le jet plasma est saturé (luminosité blanche) sur l'image à temps d'exposition le plus long (1/5 s à droite), alors que la saturation n'est présente nulle part sur l'image de gauche à temps d'exposition minimal (1/160 s).

Pour chacune des images des trois séries de mesures à exposition variable, on a mesuré à partir de seuils de luminosité la position X_M du disque de Mach par rapport à la sortie de la tuyère, et le diamètre D_M du disque de Mach tous deux rapportés au diamètre D_0 du jet à la sortie de la tuyère caractérisé par le même seuil de luminosité. La mesure des dimensions X_M , D_M et D_0 est illustrée en rouge Figure 198 sur l'image de gauche. L'objectif de l'adimensionnalisation par une mesure du diamètre D_0 du jet lumineux à la sortie de la tuyère était de pouvoir comparer entre elles des images prises dans des conditions différentes, et de s'affranchir de l'erreur éventuelle de mesure de dimensions absolues. La répétition des mesures sur des images du même jet à des temps et des expositions différentes permet de donner un estimation de l'incertitude et des biais de la méthode détermination des ratios X_M/D_0 et D_M/D_0, que nous commenterons plus loin.

On présente d'abord Figure 199 une série de photos à pression génératrice croissante issue d'une même série expérimentale, à exposition identique (partiellement saturée).

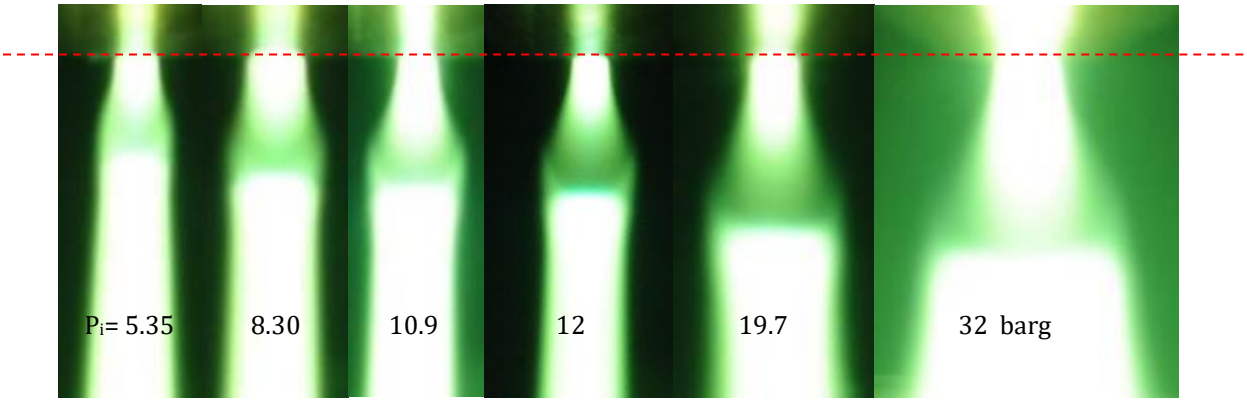


Figure 199 – Images du jet libre sous-détendu en sortie de tuyère plasma, dont la face est matérialisée en pointillés rouges, pour différentes pressions génératrices (indiquées en barg). Torche sous air à 60 A.

Comme attendu, la taille X_M de la première structure de choc initiale et le diamètre D_M du disque de Mach croit avec la pression génératrice, qui correspond ici directement au rapport de détente NPR aux variations de pression atmosphérique autour de 1 bar près.

Pour comparer la structure du jet sous-détendu des plasmas d'arc transférés à celle des jets sous-détendus homogènes présentés en section 6.1.1, on utilise les nombreuses études de la littérature en aérodynamique proposant des corrélations expérimentales pour la position et le diamètre du disque de Mach. Ces corrélations ont toutes été construites à partir de mesures de X_M et D_M sur des images de strioscopie (ou imagerie Schlieren [220]), permettant de visualiser le changement de pression et de température au niveau du disque de Mach via le changement d'indice de réfraction qu'il engendre. On se référera aux thèses de G. Lehnasch en 2005 et [161], ou J. Dubois [215] en 2010, consacrées aux jets sous-détendus, pour une revue plus complète de la littérature. Nous retenons pour notre part les corrélations suivantes pour X_M (Tableau 33) et D_M (Tableau 34)

Auteur	Relation	Plage d'obtention
Ashkenas 1965 [213]	$\frac{X_M}{D_0} = 0.67\sqrt{\frac{P_i}{P_a}}$	$13 < NPR < 170000$
Phalnikar 2007 (micro-tuyères) [214]	$\frac{X_M}{D_0} = 0.57M_j^2 - 0.15$ $M_j^2 = \frac{2}{\gamma - 1}\left(\frac{P_i}{P_a}\right)^{\frac{\gamma-1}{2}}$	$3.7 < NPR < 7.3$

Tableau 33 - Sélection de corrélations expérimentales pour la position relative du disque de Mach X_M/D_0 dans les jets sous-détendus obtenues pour différents rapports de détente NPR = P_i/P_a

Auteur	Relation	Plage d'obtention
Antsupov1974 [211]	$\frac{D_M}{D_0} = Log\left[\left(\frac{P_e}{P_a}\right)^{5/2}\right] - 3/4$	NPR < 40
Addy1981 [210]	$\frac{D_M}{D_0} = 0.36\sqrt{\frac{P_i}{P_a} - 3.9}$	2 <NPR <15
Otobe2007 [212]	$\frac{D_M}{D_0} = 0.382\left(\frac{P_i}{P_a}\right)^{0.6} - 0.59$	2 <NPR <7

Tableau 34 – Sélection de corrélations expérimentales pour le diamètre relatif du disque de Mach D_M/D_0 obtenues pour différents rapports de détente NPR = P_i/P_a, d'après les choix de la thèse de Dubois [215].

Les corrélations pour les jets sous-détendus homogènes s'accordent à prédire le seuil d'augmentation du diamètre de disque de Mach au-delà du jet, i.e. $D_M/D_0 > 1$, autour de NPR = 10 ou NPR* = 5. Le diamètre du jet, qui lui est légèrement supérieur, a commencé à augmenter par expansion liée à la sous-détente avant ce seuil.

Formulé autrement, on retiendra que le diamètre d'un jet sous-détendu homogène augmente au-delà du diamètre de sortie de la tuyère à partir d'un rapport de détente de l'ordre de NPR* > 4 à 5 , soit NPR > 7 à 8 pour un gaz de coefficient adiabatique γ = 1.1, représentatif du milieu plasma à haute température.

On présente Figure 201 et Figure 202 nos résultats expérimentaux pour la position X_M/D_0 et le diamètre D_M/D_0 du disque de Mach pour les jets sous-détendus de plasmas d'arcs transférés en

comparaison aux corrélations des jets sous-détendus homogènes. L'axe des abscisses est la pression absolue d'alimentation de la tuyère. Celle-ci débouchant à pression ambiante, on a P_i en bara ≃ NPR.

On note d'abord Figure 201 et Figure 202 la dispersion verticale des points de la série 2019, qui permet de donner un ordre de grandeur de l'incertitude de mesure liée à la répétitivité et à la méthode de post-traitement des images. La plage d'incertitude est de l'ordre de ± 0.5 unité pour le rapport X_M/D_0 Figure 201 et de ± 0.25 unités pour le rapport D_M/D_0 de la Figure 202.

Nous n'avons pas observé de corrélation entre la mesure du rapport D_M/D_0 et le temps d'obturation des images utilisé: la mesure est la même quelle que soit le temps d'exposition. Pour le X_M/D_0 en revanche, le rapport X_M/D_0 mesuré à seuil de densité identique sur les photos décroit lorsque le temps d'exposition augmente, quelle que soit la pression. Ce biais de la méthode de mesure est illustré Figure 200 qui présente la mesure de X_M/D_0 pour les trois photos prises successivement avec trois vitesses d'obturation différentes : sous-exposé, médian, sur-exposé. Le niveau de sous-exposition et de surexposition est variable selon les séries ; il correspond à des temps d'exposition typiquement 1.5 à 5 fois plus courts et 2 à 15 fois plus longs, respectivement, que le temps d'exposition médian. Le biais de mesure de X_M/D_0 induit par le temps d'exposition est significativement plus élevé que la dispersion associée à la répétitivité de la mesure sur différentes photos du même jet plasma à la même exposition, qui est de l'ordre de ± 0.2 unités au maximum.

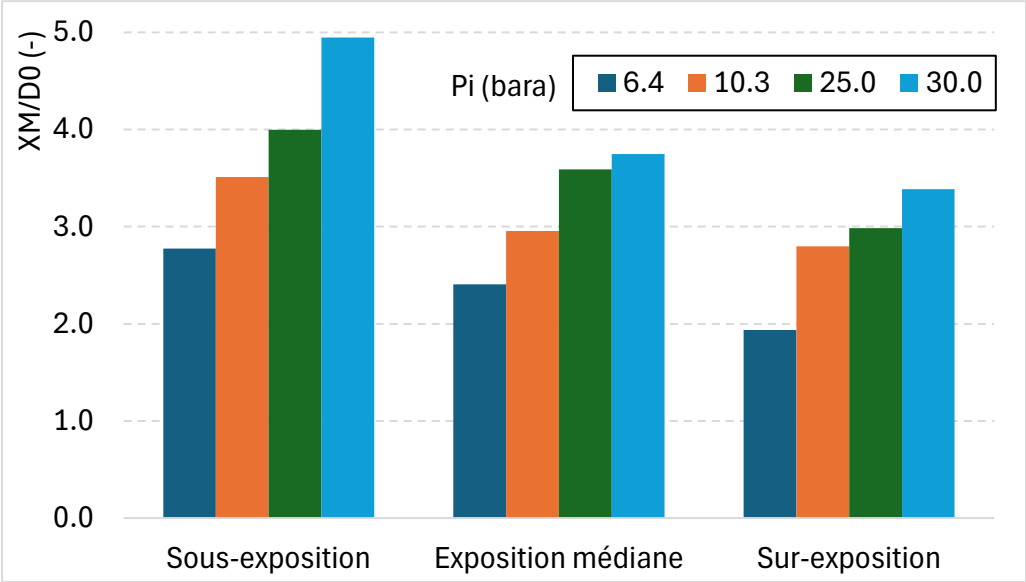


Figure 200 – Caractérisation du biais expérimental de mesure du rapport X_M/D_0 selon l'exposition de la photographie.

Ce biais explique la dispersion verticale plus importante du nuage de point expérimental des mesures de rapport X_M/D_0 sur la Figure 201, alors que l'incertitude de la mesure de D_M/D_0 est plus réduite.
Le biais de mesure sur X_M/D_0 semble constant quel que soit le rapport de détente. Par ailleurs, il est notable de constater que les corrélations de la littérature sélectionnées pour décrire les jets homogènes présentent une dispersion du même ordre de grandeur que la dispersion expérimentale pour les jets plasmas observée avec notre méthode basée sur la luminosité des images à exposition variable.

La reproductibilité des mesures entre les trois séries de mesure étalées sur 20 ans est correcte, avec un bon raccordement des nuages de points.

Figure 201, on n'observe pas de différence majeure pour le rapport X_M/D_0 entre les tuyères courtes et les tuyères longues, ce qui conforte la conclusion que la forme en trompette de la structure en tonneau observée avec les tuyères plasma courtes est probablement liée à une diffusion radiale de

l'isotherme observé plus élevée plutôt qu'à une structure du jet supersonique particulièrement différente de celle des jets à tuyère longue, ou des jets à température homogène froids et « tièdes », i.e. à température de produits de combustion de quelques milliers de degrés.

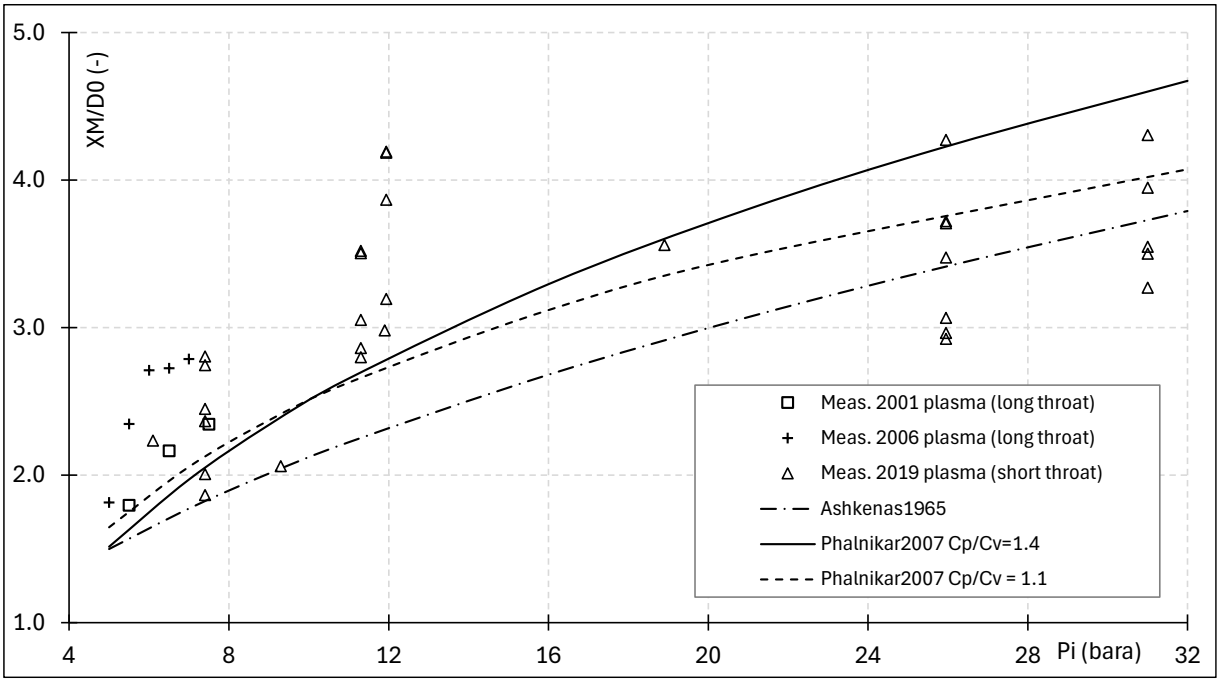


Figure 201 -Position relative X_M/D_0 du disque de Mach du jet sous-détendu dans l'air ambiant en fonction de la pression génératrice P_i (rapport de détente $\sim P_i$ en bara). Mesures dans les jets plasma sous air et oxygène à 60 A , diamètre de tuyère 1 mm (campagnes de mesure et torches différentes) en comparaison à une sélection de corrélations expérimentales pour les jets froids.

Figure 201, on observe que la position du disque de Mach lumineux relativement au diamètre de jet D_0 est proche dans les jets plasmas sous-détendus et dans les jets à température homogène de la littérature classique, quoique légèrement plus élevée, i.e. à disque de Mach plus éloigné de la sortie de la tuyère, pour les rapports de détente NPR compris entre 5 et 15.

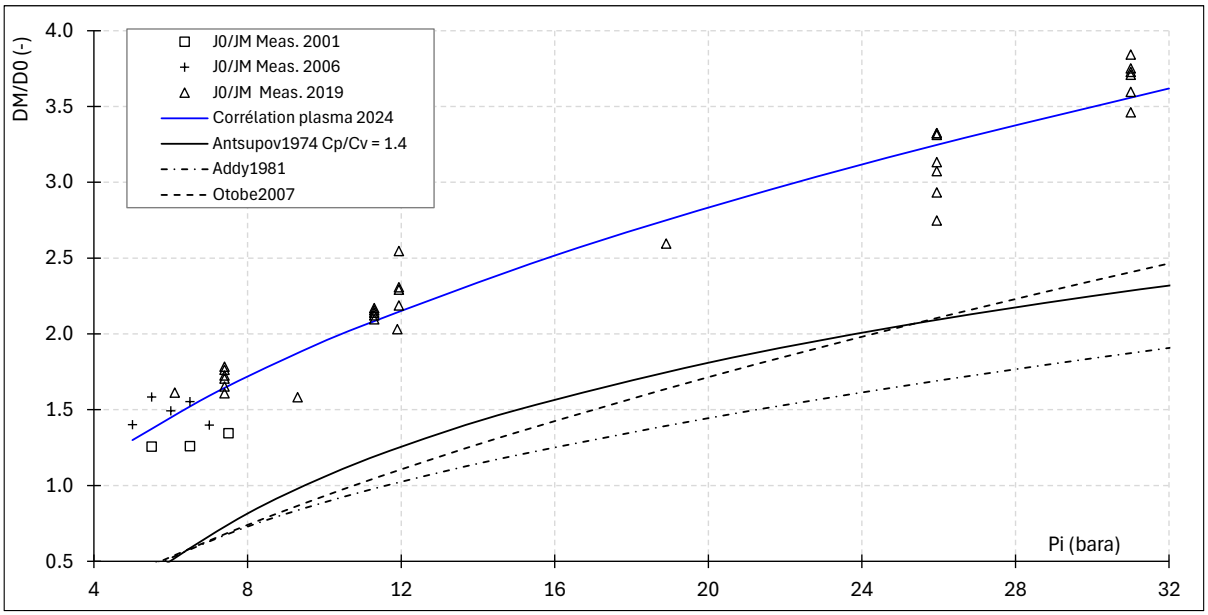


Figure 202 – Diamètre relatif D_M/D_0 du disque de Mach du jet sous-détendu dans la pression ambiante (1 bar) en fonction de la pression génératrice P_i (rapport de détente $\sim P_i$ en bara). Mesures dans les jets plasma sous air et oxygène (campagnes de mesure et torches différentes) en comparaison à une sélection de corrélations expérimentales pour les jets froids.

Figure 202, on observe que le rapport D_M/D_0 entre la largeur du disque de Mach et celle du jet plasma en sortie de tuyère est significativement supérieur aux valeurs des corrélations de la littérature obtenues pour des jets homogènes froids et tièdes. Le disque de Mach adimensionnel du jet plasma est décalé d'environ un diamètre de jet à l'origine D_0 par rapport aux jets homogènes.

$$\left(\frac{D_M}{D_0}\right)_{plasma} \approx \left(\frac{D_M}{D_0}\right)_{cold} + 1$$

En s'inspirant de la corrélation de Addy1981 [210] Tableau 34, on propose de décrire l'évolution du diamètre du disque de Mach des jets sous-détendus de plasma d'arc transféré par une corrélation en racine carrée de l'écart du rapport de détente à une valeur de référence (ici 1), valable pour les rapports de détente de tuyère plasma NPR compris entre 4 et 32.

$$\left(\frac{D_M}{D_0}\right)_{plasma} = 0.65\sqrt{\frac{P_i}{P_a} - 1}$$

Équation 45 – Corrélation pour le diamètre adimensionnel de disque de Mach des jets sous-détendus de plasma d'arc transféré. Mesures basées sur le gradient de luminosité des séries d'images Tableau 32.

La corrélation est tracée en bleu Figure 202. Au-delà de sa plus grande taille, le diamètre du disque de Mach adimensionnel évolue à la hausse avec le rapport de détente de la tuyère de manière similaire aux corrélations de jet sous-détendu homogène, l'exposant proche de ½ pour la dépendance au rapport de détente semblant approprié, à la fois dans la corrélation que nous proposons Équation 45 et celles de Addy 1965 ou de Otobe 2007 du Tableau 34.

On propose comme hypothèse que la diffusion radiale de la chaleur dans le jet libre soit la cause du diamètre supérieur du disque de Mach dans les jets de plasma d'arc transféré par rapport aux jets homogènes froids ou tièdes. En effet, on sait depuis le chapitre 5 que la diffusion thermique radiale est intense au col, or celle-ci n'est plus contrebalancée dans le jet libre par l'effet de striction important dans le convergent. La méthode de visualisation du disque de Mach par la sur-luminosité du jet plasma, associée aux conditions locales de pression et température, implique que l'élargissement mesuré du jet plasma prenne en compte non seulement la variation de luminosité liée à la surpression dans l'onde de choc droite, mais aussi l'élargissement du diamètre général de la colonne d'arc lumineuse en raison de la diffusion radiale de la chaleur. Cet élargissement thermique du jet, qui continue par ailleurs d'être chauffé par effet Joule entre la tuyère et la tôle, expliquerait ainsi l'écart important entre les mesures de D_M/D_0 dans les jets de plasma d'arc transféré et les jets sous-détendus homogènes.

Dans la direction axiale en revanche, les gradients de luminosité sont plus directement représentatifs des variations de pression axiales dans le jet, avec peu de biais induit par la diffusion thermique car celle-ci est faible axialement, ce qui explique la bonne concordance des mesures de la position axiale X_M/D_0 du disque de Mach dans les jets de plasma d'arc transféré avec les corrélations classiques des jets sous-détendus homogènes.

6.1.4. Effets du rapport de détente sur la densité de puissance à la tôle

La position relative de la tôle par rapport au jet plasma est typiquement située entre le disque de Mach et en aval. Le diamètre de la colonne d'arc mesuré au niveau du disque de mach est donc représentatif de celui de l'arc à l'impact sur la tôle. Si on suppose que le diamètre caractérisé par l'iso luminosité du plasma est un indicateur d'un rayon d'arc, on peut évaluer l'évolution de la densité de courant à partir de ces mesures de rapport de diamètres.

On propose ainsi d'étudier l'évolution de la densité de courant moyenne dans la colonne d'arc entre le col et le disque de Mach, que l'on exprime en fonction du rapport inverse des sections d'arc à l'isovaleur de luminosité servant à mesurer le rapport D_M/D_0 :

$$\frac{J_M}{J_0} = \left(\frac{D_0}{D_M}\right)^2$$

Équation 46 – Rapport de densité de courant moyenne au disque de Mach et au col

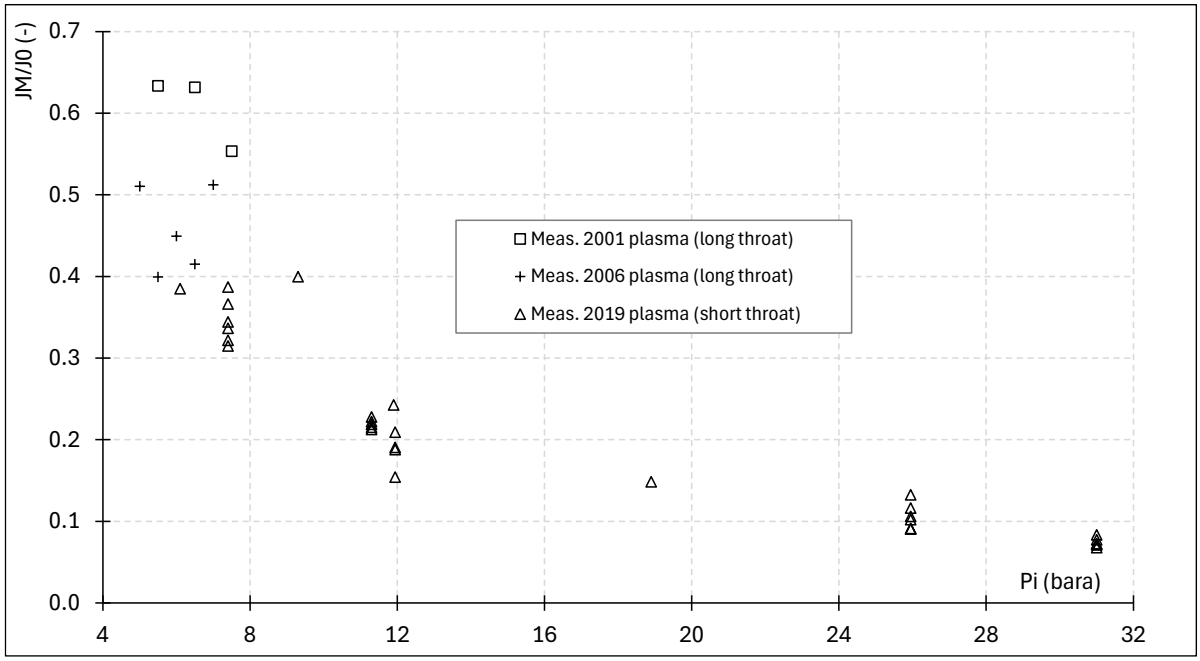


Figure 203 – Evolution avec la pression du rapport entre la densité de courant moyenne J_M calculée au diamètre du disque de Mach et celle J_0 au col de sortie de la tuyère plasma. Torches oxygène 60 A pour trois séries de mesure du Tableau 32 , de longueur de col cylindrique « long » ($L_{col} \sim 5 \times D_N$) et « court » ($L_{col} \sim 0.5 \times D_N$) par rapport au diamètre D_N du col.

D'après cette estimation, la densité de courant moyenne dans le jet plasma tracée Figure 203 baisse de 35% à 50% entre le col de la tuyère et le disque de mach à une pression génératrice P_i de l'ordre de 5 bara, alors qu'elle diminue de 80% lorsque la pression passe à 12 bara. Pour une pression de 31 bara, la densité de courant évaluée dans le disque de Mach n'est plus que de 7% environ de celle au col de la tuyère plasma.

La perte de densité de courant moyenne dans le jet plasma engendrée par l'expansion du jet sous-détendu à rapport de détente élevé est donc majeure, conduisant à une baisse d'un facteur 2 à 10 de la densité de courant moyenne du jet au niveau de la tôle par rapport à celle dans la tuyère plasma.

Pour étudier les conséquences de cet effet de la pression sur la densité de courant moyenne à la tôle, on combine la corrélation pour le diamètre du disque de Mach Équation 45 avec la relation pour la décroissance de la densité de courant Équation 46, de manière à obtenir une relation linéaire pour le rapport entre la densité de courant moyenne au col et au disque de Mach :

$$\frac{J_0}{J_M} = 0.65^2 \left(\frac{P_i}{P_a} - 1\right)$$

Équation 47 – Corrélation pour le rapport de la densité de courant moyenne au col à celle au disque de Mach en fonction du rapport de détente NPR = P_i/P_a

Le rapport entre la densité de courant au col et celle au niveau du disque de Mach est proportionnel au rapport de détente de la tuyère plasma.

Nous avons montré au chapitre 5 que l'augmentation de la pression génératrice permettait d'augmenter de manière importante la densité de courant moyenne, et la densité de puissance, au col de la tuyère plasma. Pour le rappeler de manière explicite, on présente Figure 204 ci-dessous l'évolution de la densité de courant moyenne calculée au rayon d'arc J_{Rarc} en fonction de la pression, d'après les calculs CFD pour la tuyère de diamètre 1 mm au col du plan d'expérience numérique présenté en 5.6.1.

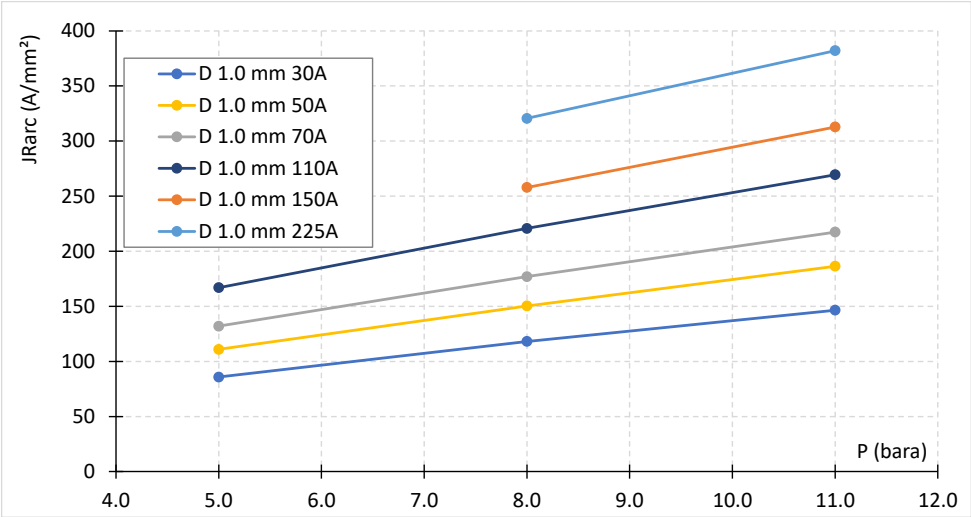


Figure 204 - Variation de la densité de courant moyenne au rayon d'arc avec la pression. Calculs CFD sous oxygène pour une tuyère de diamètre 1 mm et différentes intensités.

On a vérifié que l'évolution de la densité de courant moyenne dans la colonne d'arc au col avec la pression était, de manière similaire, linéaire pour les autres diamètres étudiés au chapitre 0.

On extrait ensuite de la base de données du plan d'expériences numériques l'évolution de la densité de courant moyenne au rayon d'arc au col en fonction de la pression pour les calculs à 50 A et 70 A. La dispersion verticale correspond à l'effet du diamètre de la tuyère plasma, variant de 0.7 à 1.5 mm sur la constriction.

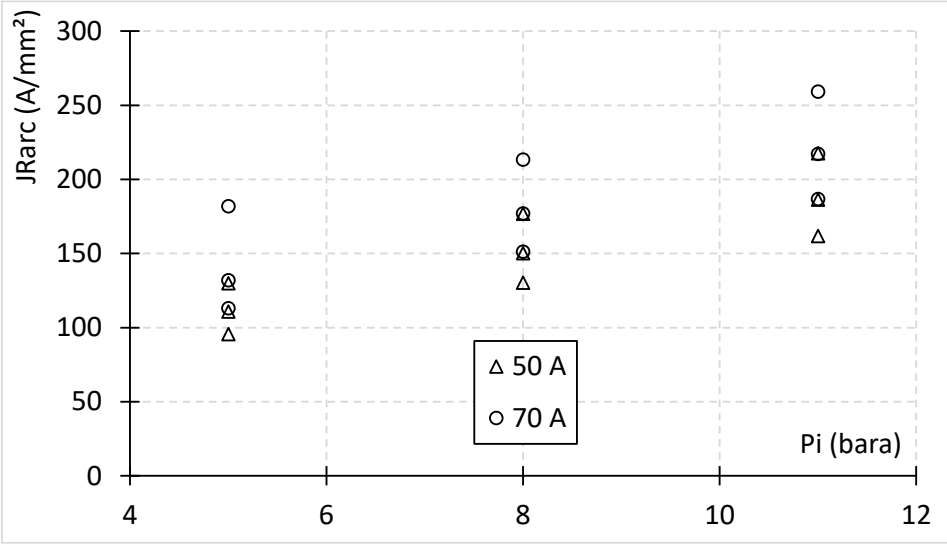


Figure 205 – Variation de la densité de courant moyenne au rayon d'arc avec la pression génératrice. Calculs CFD sous oxygène à 50 A et 70 A, pour trois diamètres de tuyère plasma différents (0.7, 1 et 1.5 mm), correspondant à la dispersion verticale des points.

On interpole à partir des données présentées Figure 205 une corrélation linéaire (Équation 48) pour la densité de courant moyenne au col de la tuyère plasma de 1 mm de diamètre à 60 A en fonction de la pression, intensité pour laquelle on dispose des mesures d'expansion du jet.

$$J_0(P_i) = 13P_i + 63$$

Équation 48 – Corrélation pour l'évolution de la densité de courant moyenne au col J_0 en A/mm² avec la pression génératrice P_i en bara à 60 A pour une torche oxygène de diamètre 1 mm au col.

Nous pouvons désormais étudier l'effet de la pression sur la constriction en comparant son action sur la densité de courant moyenne au col, favorablement constrictrice, à son effet sur la densité de courant dans le jet libre au niveau du disque de Mach qui est au contraire défavorable. On présente ainsi sur le même graphique Figure 206 l'évolution avec la pression :

- du rapport J_0/J_M entre la densité de courant au col et celle au niveau du disque de Mach, c'est-à-dire l'inverse de la grandeur tracée Figure 203, dont on a extrait la corrélation linéaire expérimentale Équation 47 (trait pointillé).
- du rapport $J_0(P_i)/J_0(5b)$ entre la densité de courant au col à la pression P_i et celle à 5 bara, référence représentative de la découpe plasma industrielle, rapport calculé avec la corrélation issue de la CFD présentée Équation 48 (trait plein).

Note : on a supposé que la corrélation linéaire Équation 48 pour la densité de courant au col J_0 extraite des calculs CFD Figure 203 entre 5 et 11 bar était extrapolable au-delà, jusqu'à 30 bar. Cette hypothèse est supportée par l'évolution parfaitement linéaire de la tension d'arc avec le courant entre 5 et 30 bar, qui a été mesurée Figure 159. La relation de presque proportionnalité entre densité de courant moyenne et tension d'arc (ou champ électrique moyen) a par ailleurs été établie et commentée en sections 5.6.3 et 5.6.10 lors de l'étude de l'effet de pression sur la constriction toutes choses égales par ailleurs.

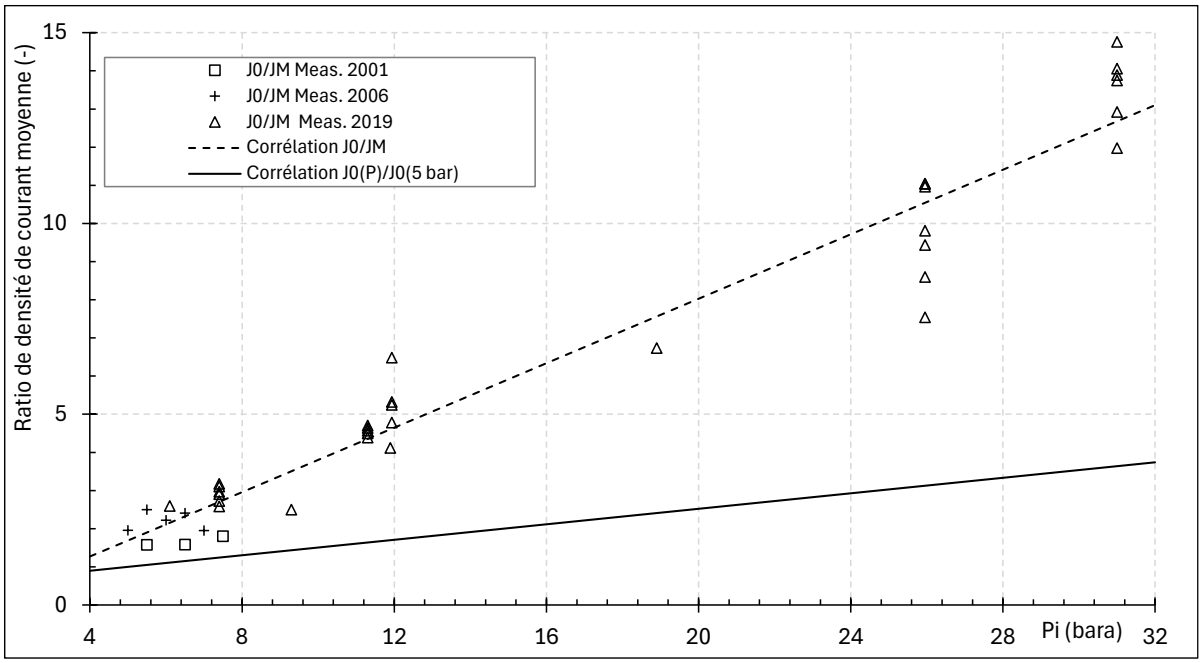


Figure 206 - Evolution avec la pression du rapport J_0/J_M entre la densité de courant au col et celle au disque de Mach (pointillés) en comparaison avec l'évolution $J_0(P)/J_0(5b)$ de la densité de courant au col rapportée à la référence à 5 bara. Torches oxygène et air 60 A pour trois campagnes de mesure et deux torches différentes, diamètre au col 1mm.

Lorsqu'on augmente la pression génératrice, on observe Figure 206 que la densité de courant moyenne à la tôle diminue 4 fois plus rapidement que la densité de courant moyenne au col dans la

tuyère n'augmente. En d'autres termes, les bénéfices de l'augmentation de pression sur la constriction dans la tuyère sont plus qu'annulés par l'expansion transversale du jet sous-détendu aux rapports NPR = P_i/P_a supérieurs à 6. Quelle que soit la densité de courant établie au col de la tuyère plasma, l'expansion du jet libre sous-détendu dans le milieu ambiant conduira à une densité de courant apparente à la tôle très inférieure à celle obtenue à l'optimum établi autour de NPR ~6.

Pour expliciter cette influence, on trace Figure 207 la densité de courant moyenne au niveau du disque de Mach en fonction de la pression génératrice à partir des corrélations de l'Équation 47 et de l'Équation 48.

$$J_M = \frac{13P_i + 63}{0.65^2\left(\frac{P_i}{P_a} - 1\right)}$$

Équation 49 – Estimation de la densité de courant moyenne au disque de Mach en fonction de la pression. Valable pour torche oxygène à 60 A avec col de 1 mm de diamètre. Avec P_i en bara et J_M en A/mm^2

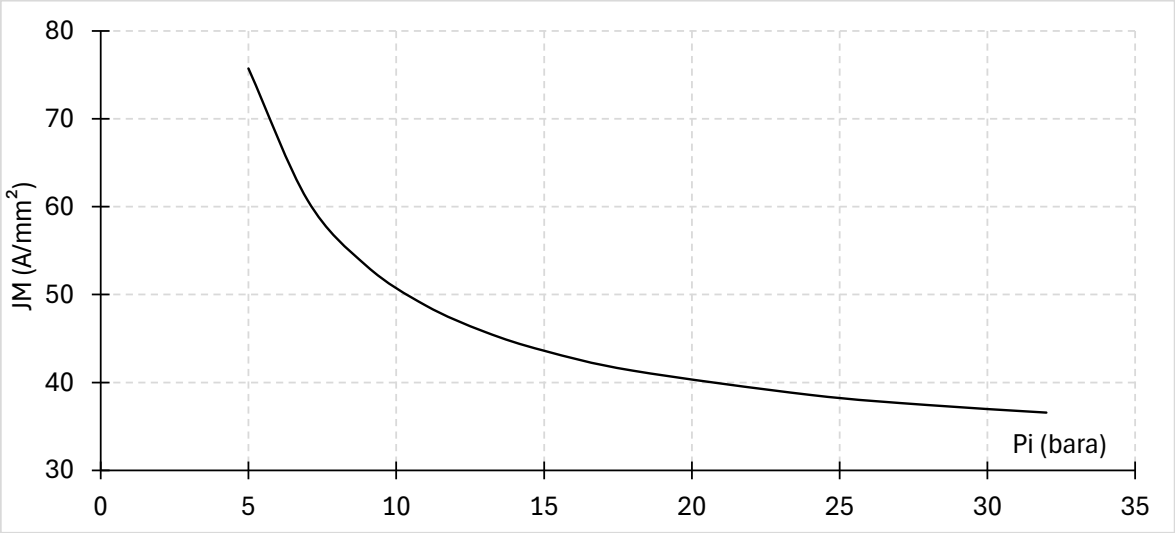


Figure 207 – Estimation de l'évolution de la densité de courant au niveau du disque de Mach d'un jet de plasma d'arc transféré sous-détendu. Torche plasma oxygène à 60 A et col de 1 mm de diamètre.

Sans le montrer directement expérimentalement, on peut raisonnablement supposer que l'effet d'expansion du jet au-dessus de NPR 6 est également néfaste sur la densité de puissance thermique à la tôle. En effet, on a montré que l'augmentation de la densité de puissance au col avec la pression était principalement le fruit de l'augmentation de la masse volumique. Or, dans le jet libre, la pression oscille autour de la pression ambiante et la masse volumique dans le jet libre sera en moyenne (à travers les structures de choc longitudinales) identique à la pression ambiante quelle que soit la pression génératrice.

Le phénomène que nous décrivons ici explique, à notre avis, que toutes les torches plasma industrielles soient opérées à pression génératrice P_i de l'ordre de 4 à 5 barg, valeur remarquablement constante d'un fabricant à l'autre depuis plusieurs décennies. Nous pensons que cet optimum industriel empirique est la conséquence directe des phénomènes physiques suivants :

- Pour les rapports de détente NPR < 6, le diamètre du jet libre reste à peu près constant et toute augmentation de pression se traduit par une augmentation de la constriction au col, qui reste maintenue au niveau de la tôle à la diffusion radiale de chaleur près.
- Au-dessus de NPR > 6, l'expansion du diamètre du jet sous-détendu dans le jet libre conduit à une dégradation très rapide de la densité de courant et de la densité de puissance à la tôle, baisse beaucoup plus rapide que l'augmentation de la constriction dans la tuyère, qui s'ajoute

à la diffusion radiale de la chaleur pour dégrader la densité de puissance du jet plasma au niveau de la tôle de manière catastrophique pour la performance du procédé.

L'expansion du jet libre lorsqu'il est sous-détendu au-delà d'un certain seuil est donc un poison violent pour la densité de puissance au niveau de la tôle par l'augmentation de pression génératrice de la tuyère. Nous abordons dans la section 6.2 suivante l'étude des candidats antidotes historiques, et en section 6.3 la solution explorée dans nos travaux.

6.2. Approches historiques de contrôle de l'expansion du jet

Une première approche historique permettant d'éviter l'expansion du jet plasma entre la tuyère plasma et la tôle est la coupe au contact. Ce mode opératoire connu en découpe plasma consiste à appuyer directement la face de la tuyère plasma au contact de la surface de la tôle à découper, la torche glissant alors sur la tôle lors de la découpe.

Nous n'avons pas connaissance de travaux montrant la possibilité d'utiliser des rapports de détente supérieurs à 6 dans les tuyères plasma en coupe au contact. Cette technique est anecdotique dans l'industrie et n'a jamais été déployée en raison de l'inconvénient rédhibitoire du risque de flash, qui est très élevé. En effet, la tuyère plasma est dans cette configuration au potentiel électrique de la tôle, et non plus flottante, et le pied d'arc anodique peut facilement remonter sur la tuyère. Le métal en fusion au niveau de la saignée peut par exemple former un pont électrique. La destruction fréquente de la tuyère plasma en raison des flashs inévitables rend ainsi la technique très peu robuste.

L'adaptation de l'écoulement d'un jet sous-détendu débouchant à la pression atmosphérique peut être classiquement contrôlée au moyen d'un divergent. L'utilisation de tuyères de Laval permet-elle d'adapter l'écoulement de jets plasmas sous-détendus, et de contrôler l'expansion du jet ?

Pour le savoir, nous avons étudié l'utilisation de tuyères de Laval pour les tuyères de découpe plasma, dont la mention historique dans le brevet [209] n'avait pas fait l'objet de publication de résultats descriptifs à notre connaissance. La référence [209] décrit en effet une méthode de réduction du diamètre du jet plasma par l'utilisation d'une pression d'alimentation de 30 à 100 bar et de tuyères de Laval à col de diamètres inférieurs au mm, mais ne précise pas le courant qu'il est possible de faire passer dans ces dispositifs et n'informe ni sur la densité de puissance, le champ électrique, ou le gain de performance de découpe qu'il serait possible d'obtenir.

Dans notre étude, deux types de tuyères plasma de même longueur totale entre l'électrode et la section de sortie ont été comparées, cf. Figure 208 :

- une tuyère plasma classique avec col cylindrique « long », $L_t \sim 5 \times D_N$
- deux tuyères de Laval avec divergent progressif, de diamètre d'éjection D_e différent. La forme du divergent est globalement parabolique, reprise de travaux de dimensionnement isentropique de tuyères supersoniques par la méthode des caractéristiques pour assurer un écoulement homogène en section de sortie. A froid.
- le diamètre du col est de 1 mm
- la section au col est notée A* et celle en sortie A_e

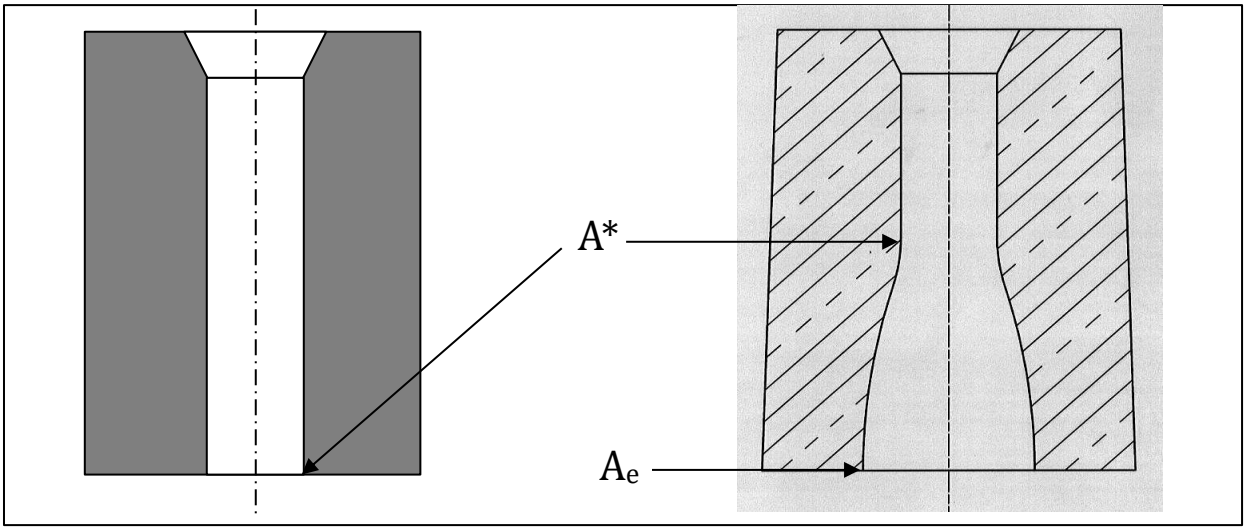


Figure 208 – Géométrie de tuyères plasma à col cylindrique (à gauche) et à divergent (tuyère de Laval, à droite). D'après [11].

Pour estimer les caractéristiques de l'écoulement en sortie des tuyères de Laval, on s'appuie sur la théorie de l'écoulement de gaz parfait adiabatique unidimensionnel compressible à section variable, e.g. d'après Thévenin [71], reliant le rapport A/A* au nombre de Mach local Ma.

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{Ma}\left[\frac{2}{\gamma+1}\left(1+\frac{\gamma-1}{2}Ma^2\right)\right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

*Équation 50 – Dépendance au nombre de Mach du rapport entre la section de la conduite et la section critique A/A**

Cette relation permet de trouver, par résolution numérique, le nombre de Mach Ma_e dans la section d'éjection A_e de la tuyère, en cherchant la solution supersonique, la solution subsonique étant la section identique dans le convergent de la tuyère de Laval.

On en déduit ensuite le rapport P_i/P_e de pression entre la pression d'éjection et la pression génératrice par :

$$\frac{P_i}{P_e} = \left(1+\frac{\gamma-1}{2}Ma_e^2\right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}}$$

Équation 51 – Rapport entre pression génératrice et pression d'éjection en fonction du nombre de Mach d'éjection

On présente dans le Tableau 35 le dimensionnement isentropique des tuyères de Laval testées, avec deux sections de sortie de divergents différentes, pour les deux bornes des coefficients adiabatiques sur la plage de température considérée : γ=1.4 (gaz diatomique froid) et γ=1.1 (minimum du plasma d'oxygène). Les noms M2 et M2.6 des tuyères de Laval correspond à leur nombre de Mach en section d'éjection pour un écoulement isentropique de gaz froid diatomique (γ=1.4).

			γ = 1.1 (plasma)		**γ = 1.4 (couche froide)**	
	D_e	**A_e/A^***	**Ma_e**	**P_i/P_e**	**Ma_e**	**P_i/P_e**
Tuyère	**mm**	**-**	**-**	**-**	**-**	**-**
Cylindrique	1	1	1	1.71	1	1.89
De Laval M2	1.3	1.69	1.84	5.63	2.00	7.85
De Laval M2.6	1.7	2.89	2.26	12.2	2.60	19.9

Tableau 35 – Dimensionnement isentropique des tuyères de Laval testées pour deux coefficients adiabatiques.

On a testé le fonctionnement de ces trois tuyères plasma sous oxygène pour deux pressions génératrices : 5.5 bara et 7.5 bara. Pour une pression ambiante de 1 bara (représentative de la pression atmosphérique, non enregistrée lors des essais), on peut estimer la pression P_e dans la section d'éjection, à nouveau pour deux coefficients adiabatiques (1.4 et 1.1). On présente les résultats dans le tableau suivant :

P_e (bara)		**γ = 1.1 (plasma)**		**γ = 1.4 (couche froide)**	
	A_e/A^*	**P_i = 5.5**	**P_i = 7.5**	**P_i = 5.5**	**P_i = 7.5**
Tuyère	**-**	**bara**	**bara**	**bara**	**bara**
Cylindrique	**1**	3.22	4.39	2.91	3.96
De Laval M2	**1.69**	0.98	1.33	0.70	0.96
De Laval M2.6	**2.89**	0.45	0.61	0.28	0.38

Tableau 36 – Pressions d'éjection P_e en sortie de tuyère calculée pour un écoulement 1D isentropique pour deux pressions génératrices et deux coefficients adiabatiques

Tableau 36, pour un écoulement 1D isentropique, la tuyère M2 est donc censée fonctionner en régime proche de l'adaptation, et la tuyère M2.6 en régime sur-détendu, c'est à dire à pression en section de sortie inférieure à la pression atmosphérique. Nous allons désormais regarder si c'est le cas en fonctionnement à chaud avec un plasma d'arc transféré.

On présente ci-après les images de jets de plasma d'arc transféré en sortie des 3 tuyères testées pour les pressions génératrices de 5.5 bara (Figure 209) et 7.5 bara (Figure 210).

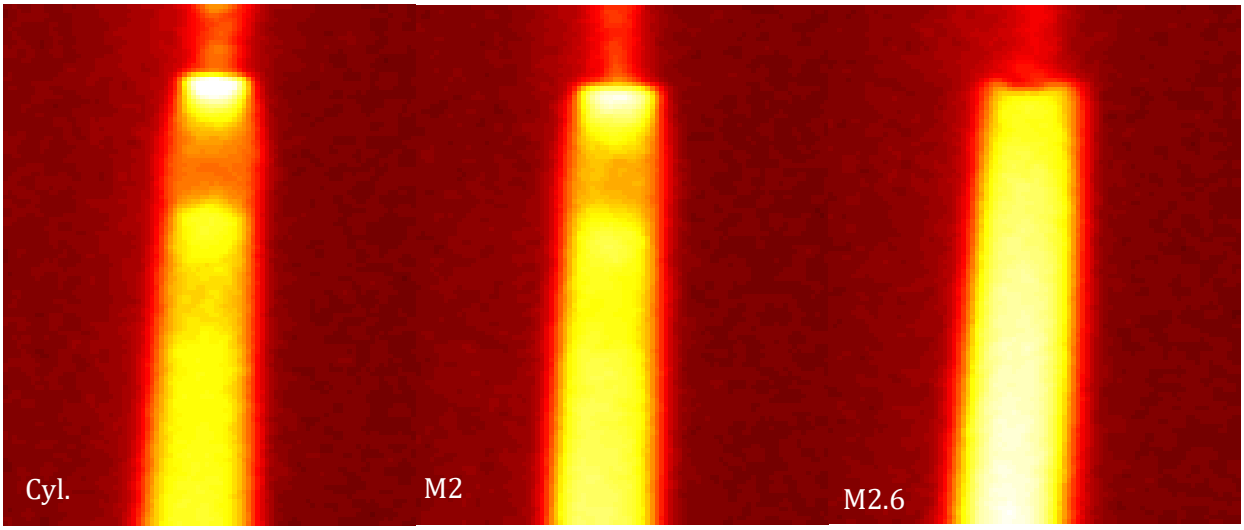


Figure 209 – Comparaison de la structure du jet de plasma d'arc transféré en sortie de tuyère longue. Intensité 60 A sous oxygène. Pression génératrice P_i = 5.5 bara. De gauche à droite : col cylindrique A_e/A^* = 1 , tuyère M2 de divergent A_e/A^* = 1.7 , tuyère M2.6 de divergent A_e/A^* = 2.9.

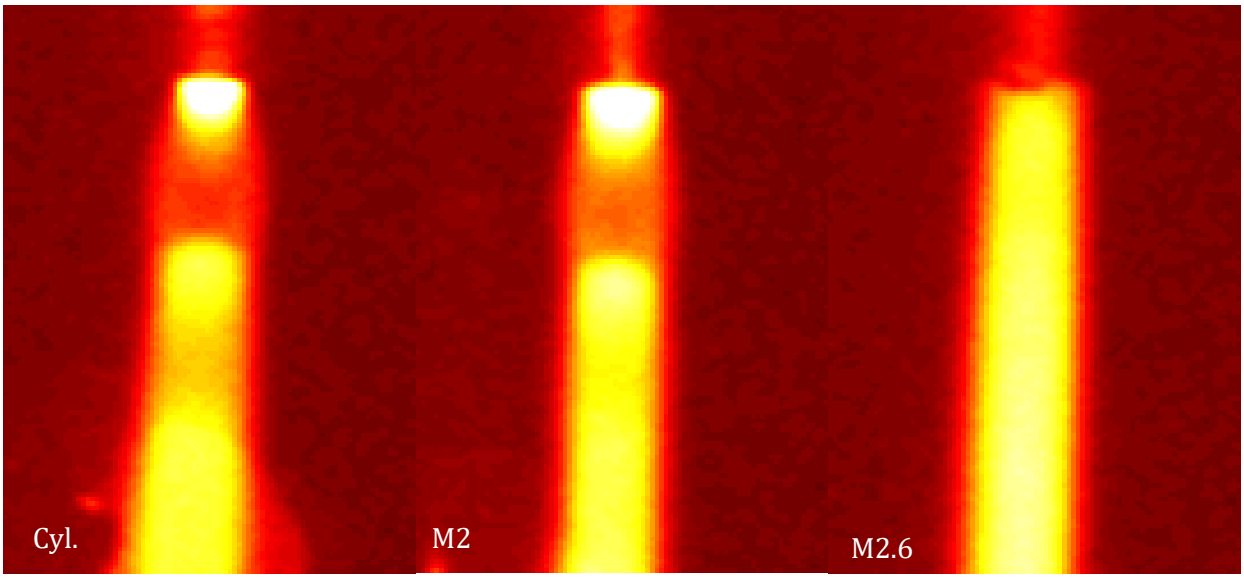


Figure 210 - Comparaison de la structure du jet de plasma d'arc transféré en sortie de tuyère longue. Intensité 60 A sous oxygène. Pression génératrice P_i = 7.5 bara. De gauche à droite : col cylindrique A_e/A^* = 1 , tuyère M2 de divergent A_e/A^* = 1.7 , tuyère M2.6 de divergent A_e/A^* = 2.9.

On observe que la tuyère de Laval M2 ne permet pas de supprimer toutes les structures de choc dans le jet, ni à P_i = 5.5 ni à P_i = 7.5 bara. Le gradient de luminosité à travers le choc droit et la longueur du tonneau sont néanmoins plus faibles que pour la tuyère cylindrique, ce qui indique que le rapport de pression du jet NPR* = P_e/P_a se rapproche de 1, mais sans l'atteindre. La tuyère M2.6 au divergent le plus large permet bien, elle, de faire disparaitre toutes les structures de choc visibles dans le jet.

Pourquoi faut-il un divergent (beaucoup) plus large que prévu par calcul 1D isentropique pour atteindre l'adaptation de pression en sortie de tuyère ? Comment interpréter l'écart entre les prédictions isentropiques d'adaptation de la tuyère M2 et la réalité observée d'un choc droit encore assez intense dans la colonne plasma ?

Nous proposons comme hypothèse explicative que l'apport de chaleur par effet Joule dans le divergent a pour effet d'augmenter la pression statique par rapport à un écoulement non chauffé. Ce mécanisme est conforme à la description de l'effet théorique d'un apport de chaleur dans écoulement de gaz parfait homogène 1D supersonique à section constante, présenté par exemple par D. Thévenin dans son cours [71], dont nous reprenons ci-dessous la description qualitative Tableau 37.

Variable	Pour Ma <1	Pour Ma > 1
Température totale Ti	↗	↗
Nb de Mach Ma	↗	↘
Pression statique P	↘	↗
Pression totale Pi	↘	↘
Vitesse V	↗	↘
Température statique T	↗ pour Ma < $\gamma^{-0.5}$ ↘ pour Ma > $\gamma^{-0.5}$	↗

Tableau 37 - Influence de l'apport de chaleur sur un écoulement 1D compressible de gaz parfait à section constante, d'après Thévenin [71] .

Cette hypothèse pourrait aussi expliquer de manière plus convaincante la ségrégation des tonneaux entre celui central de la colonne plasma et celui annulaire de la couche froide observée Figure 197.

Une étude par simulation CFD de tuyères de Laval en coupage plasma pourrait éclairer cette question. Nous n'avons malheureusement pas pu réaliser ce type de calcul, qui n'a jamais été publié non plus à notre connaissance.

Nous venons de montrer que l'adaptation de la pression dans le jet en sortie de torche à la pression ambiante est possible au moyen d'une tuyère plasma de Laval, avec divergent. Cependant, l'expansion de la colonne d'arc dans le divergent augmente la section d'arc et diminue par conséquent la densité de courant (de puissance). Les rapports entre les grandeurs au col et en section d'éjection du divergent s'écrivent

$$\frac{J^*}{J_e} = \frac{A_e}{A^*}$$

De manière similaire à l'étude des effets concurrents de la détente dans le jet libre et de la constriction par effet de pression, la question qui se pose est de savoir si la perte de densité de courant par expansion dans le divergent d'une tuyère de Laval est plus rapide que le gain au col par augmentation de pression génératrice. Pour y répondre, nous étudions l'effet comparé de la pression sur la constriction et l'expansion dans le divergent en comparant son action sur la densité de courant moyenne au col, favorablement constrictrice, à son effet sur la densité de courant dans le jet libre au niveau du disque de Mach qui est au contraire défavorable. On présente ainsi sur le même graphique l'évolution avec la pression :

- Du rapport $J^*/J_e = A_e/A^*$ correspondant à une adaptation en sortie de divergent (i.e. $P_e=P_a$), c'est-à-dire la perte de densité de courant dans le divergent d'une tuyère adaptée en sortie pour la pression génératrice P_i. Les calculs sont réalisés avec l'Équation 50 et l'Équation 51 pour un coefficient adiabatique de 1.1.
- Du rapport $J_0(P_i)/J_0(5b)= J^* (P_i)/J^*(5b)$ entre la densité de courant au col à la pression P_i et celle à 5 bara, référence représentative de la découpe plasma industrielle déjà présentée Équation 48 (trait plein).

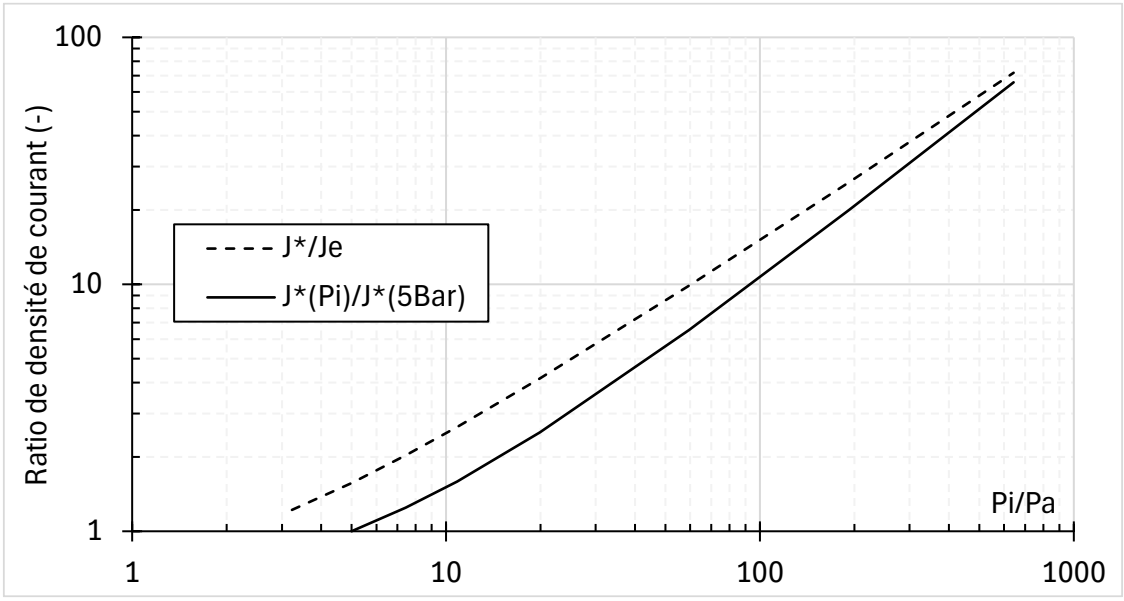


Figure 211 – Evolution avec la pression génératrice du ratio de perte de densité de courant moyenne dans le divergent J/Je (pointillés) et d'augmentation de densité de courant au col J*/J*(Pi ref) (trait plein). Tuyère oxygène 60 A et col de 1 mm de diamètre.*

Quelle que soit l'augmentation de pression génératrice, et jusqu'à 650 bar, la pente de la perte de densité de courant dans le divergent est du même ordre de grandeur que le gain de densité de courant au col lié à l'augmentation de pression. Par conséquent, l'utilisation d'une tuyère de Laval atténue aussi très fortement la densité de courant créée par une augmentation de pression, comme c'est le cas dans le jet libre sous-détendu.

Pour donner une estimation de la densité de courant moyenne dans le plasma d'arc transféré en sortie de divergent pour une tuyère de Laval adaptée, on combine les deux courbes de la Figure 211 (i.e. la combinaison de l'Équation 48, l'Équation 50 et l'Équation 51) et on obtient une estimation de la densité de courant moyenne J_e en sortie de la tuyère de Laval, pour une tuyère oxygène à 60 A de 1 mm de diamètre au col.

$$J_e = \frac{A^*}{A_e}(13P_i + 63)$$

Équation 52 – Estimation de la densité de courant moyenne J_e en section d'éjection de tuyère de Laval adaptée en fonction de la pression génératrice P_i. Valable pour gaz plasmagène O_2 , I =60 A , diamètre au col 1 mm. Avec J_e en A/mm² et P_i en bara.

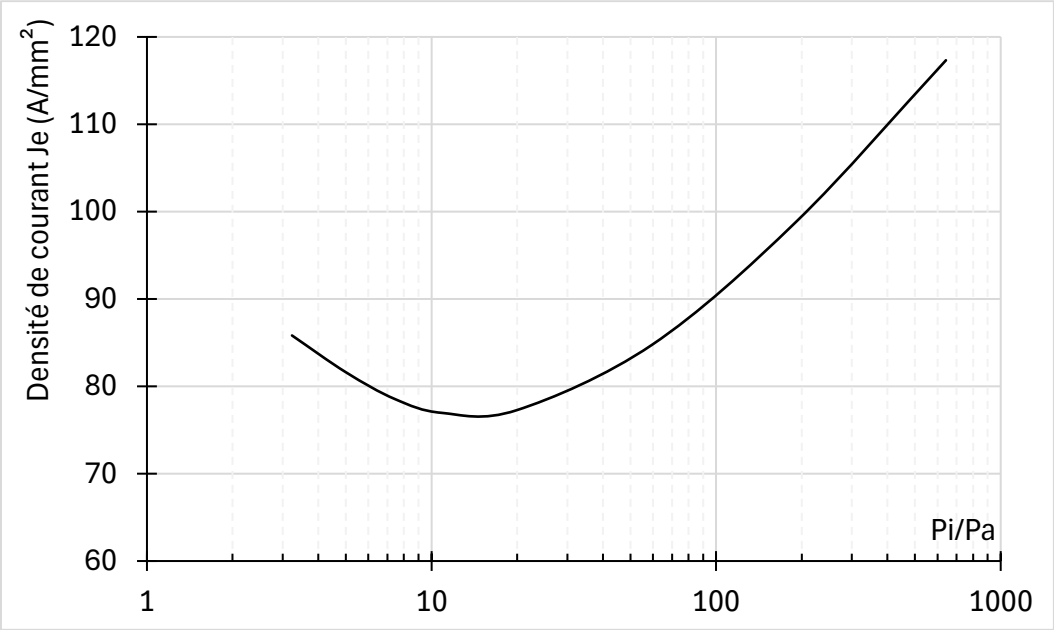


Figure 212 – Densité de courant moyenne estimée en sortie de tuyère de Laval oxygène adaptée à la pression atmosphérique, col diamètre 1 mm, intensité 60 A.

On observe d'abord que la plage de variation de densité de courant estimée en sortie du divergent de la tuyère est assez réduite, de l'ordre de ± 20% autour de 97 A/mm² sur plus de deux décades de variation de pression génératrice P_i = 5 à 650 bar. En d'autres termes, lorsqu'on augmente la pression de conception P_i pour la tuyère de Laval adaptée en sortie pour ladite P_i (avec un divergent pour chaque P_i), le gain de densité de courant apporté par la constriction au col est au premier ordre annulé par l'expansion de section d'arc dans le divergent (de section de sortie croissante avec P_i). L'ajout d'un large divergent adapté à forte pression génératrice semble cependant moins néfaste pour la densité de courant que l'utilisation d'un ajutage à col cylindrique à rapport de pression NPR > 6, pour lequel l'expansion du jet libre sous-détendu est immédiatement et continument nuisible à la densité de courant à la tôle (cf. comparaison à la Figure 207).

Au second ordre en effet, l'évolution de J_e en fonction de P_i sur la Figure 212 devient croissante à partir de 20 bar environ, ($Ma_e \simeq 2.5$, $A/A^* \simeq 4.2$ pour γ =1.1), ce qui inciterait théoriquement à essayer des tuyères de Laval à forte pression et fort rapport de section de divergent. Cependant, nous pensons qu'il est trop tôt pour tirer cette conclusion en raison :

- des incertitudes importantes sur l'évaluation de la densité de puissance en sortie de tuyère de Laval qui cumulent de nombreuses simplifications. D'une part, la pression de sortie évaluée par calcul isentropique sans apport de chaleur reste très incertaine comme l'a montré la comparaison aux visualisations de jet Figure 209 et Figure 210, l'apport de chaleur sur toute la longueur de l'arc transféré étant le principal écart au modèle. D'autre part la corrélation extraite des calculs CFD pour la densité de courant au col présente une erreur de l'ordre de 25 % à 12 bara, croissante avec la pression, et a été obtenue sur un seul point de fonctionnement à 60 A pour un diamètre au col de 1 mm et une géométrie de tuyère donnée.
- de la diffusion radiale de la chaleur sur toute la longueur du divergent, à laquelle devra s'ajouter une distance de diffusion complémentaire entre la sortie de la tuyère et la tôle, la somme de ces deux longueurs constituant une zone de perte de densité de courant par diffusion radiale de la chaleur.
- par ailleurs, le coût de fabrication en série d'un divergent de forme est probablement 2 à 3 fois supérieur à celui d'un ajutage à col cylindrique.

Sur une plage réduite de pressions génératrices comprises entre 5 et 7.5 bara, les essais en coupe des tuyères de Laval conçues dans le cadre de cette étude n'ont pas permis de mettre en évidence de différence visible de performance de coupe : la largeur de saignée moyenne et la vitesse de coupe maximale sont identiques.

Pour toutes ces raisons, nous préférons proposer comme conclusion à cette section 6.2 le résultat, au premier ordre et à $\pm$ 25%, que l'utilisation de tuyères de Laval en coupage plasma est au mieux neutre, et peut-être négative, du point de vue de l'augmentation de la densité de puissance au niveau de la tôle, et par conséquent de la performance énergétique du procédé. Cette conclusion est renforcée par l'observation empirique d'absence d'usage de tuyères de Laval en coupage plasma industriel, malgré leur description dans un brevet dès 1966 [209] .

Là encore, une étude plus détaillée des tuyères de Laval en coupage plasma par simulation CFD et comparaison à l'expérience avec visualisation du jet et mesures de débit, avec les outils présentés dans cette thèse, pourrait préciser cette conclusion.

Nous avons cependant préféré étudier en priorité une autre configuration technologique que la tuyère de Laval ou la coupe au contact, qui s'est avérée plus prometteuse. La section suivante décrit ainsi comment minimiser la perte de densité de puissance dans le jet plasma entre la tuyère plasma et la tôle au moyen d'une tuyère étagée dont on contrôle le rapport de détente.

6.3. Contrôle du rapport de détente

A gaz plasmagène donné, nous avons montré au chapitre 5 qu'un des trois mécanismes de constriction au col sonique, parmi trois prépondérants, était l'augmentation de la pression génératrice : effet linéaire et facile à actionner de manière factorielle alors que les deux autres effets de géométrie et d'augmentation d'intensité ont des limites intrinsèques rapidement atteintes.

Les deux sections introductrices à ce chapitre 6.2 et 6.3 nous ont permis de montrer que cette constriction au col par la pression était a minima annulée, et plus probablement dégradée à partir de NPR = P_i/P_a = 6 et au-delà dans le jet libre sous-détendu comme avec ajout d'un divergent (tuyère de Laval), et qu'il n'est donc pas possible dans ces deux configurations de profiter au niveau de la tôle à découper de l'effet de l'augmentation de pression au-dessus de 6 bar sur la densité de puissance au col. Comment dès lors résoudre le problème de l'élargissement du jet plasma et de l'intensification des structures de choc lorsqu'on augmente la pression d'alimentation de la tuyère ?

Nous présentons dans cette section 6.3 une configuration géométrique de tuyère à double étage, décrite d'abord dans le brevet [29], puis dans la communication [3], et que nous décrivons, détaillons et complétons dans cette section.

6.3.1. Principe et étude CFD de la tuyère étagée

L'utilisation d'une tuyère secondaire installée en aval de la tuyère plasma décrite Figure 11 est connue industriellement depuis les années 1990, et permet d'injecter un second gaz de protection (shield en anglais) autour du jet plasma. Les nombreux développements autour de cette technologie pouvaient avoir pour objectif de déposer un gaz de protection, souvent inerte, autour de la saignée de découpe, ou encore de créer un écoulement gazeux de protection de la torche et de la tuyère plasma pour empêcher les projections de gouttes de métal en fusion éjectées lors de perçages d'atteindre et de dégrader la torche et de déclencher un flash de la tuyère plasma, comme par exemple dans le brevet de 1988 [221] qui décrit pour la première fois les objectifs d'utilisation d'une tuyère aval. Cette seconde injection peut aussi servir des objectifs thermiques, comme par exemple dans le brevet [222] qui décrit une tuyère aval conçue pour optimiser le refroidissement de la tuyère plasma (amont), en définissant les valeurs préférables de la vitesse et de l'angle d'injection du gaz de protection aval. Si cette injection secondaire de gaz annulaire autour du jet de plasma d'arc transféré issu de la tuyère amont est parfois décrite dans certains brevets comme ayant un effet sur le jet plasma, nous n'avons pas trouvé de données expérimentales ou numériques supportant cette affirmation. L'article [223] qui étudie par CFD l'effet de la tuyère aval sur la réduction du risque de flash ne présente ainsi pas de modification majeure de l'écoulement du jet plasma par l'injection secondaire de gaz. En pratique, toutes les injections de gaz secondaire rencontrées dans les technologies de coupage plasma industrielles sont réalisées à pression proche de la pression atmosphérique (comme indiqué e.g. dans [130]) et vitesse subsoniques, faibles par rapport aux pressions et aux vitesses et dans le jet plasma et sa couche froide sonique. Par exemple, le brevet donne l'ordre de grandeur de vitesse de 5 m/s à 150 m/s au maximum théorique (d'après le brevet [222]) dans la tuyère aval à comparer à la vitesse du son de l'ordre de 300 m/s dans la couche froide au col de la tuyère plasma.

La configuration étudiée Figure 213 est une torche plasma et un système d'alimentation en gaz plasmagène et en gaz aval conçus pour garantir que la pression P_2 dans le volume environnant le jet plasma, depuis la section de sortie de la tuyère plasma jusqu'à la pièce à découper, soit supérieure à la pression atmosphérique. La pression P_2 est par ailleurs contrôlée de telle sorte que l'élargissement du diamètre du jet plasma et l'intensité des structures de choc soit minimisées et que la densité de puissance du jet plasma créée dans la tuyère soit conservée jusqu'à la pièce à découper. L'objectif est de contrôler la pression environnante au jet P_2 de telle sorte que le rapport de pression du jet plasma dans la zone entre la tuyère plasma et la tôle soit compris entre 1 et 5, ce qui prévient l'expansion du jet comme on l'a montré en section 6.1. Aux fins de bonne distinction de l'analyse menée sur les jets libres débouchant à pression ambiante, on note avec un indice prime les rapports de détente de la tuyère plasma et les rapports de pression du jet calculés avec la pression P_2 de la tuyère aval au dénominateur :

$$\mathrm{NPR}' = \frac{\mathrm{P}_i}{\mathrm{P}_2}$$

$$\mathrm{NPR}'^{*} = \frac{\mathrm{P}_e}{\mathrm{P}_2} = \frac{P^*}{\mathrm{P}_2}$$

Équation 53 – Rapports de détente intermédiaires de la tuyère plasma et du jet plasma pour la tuyère étagée

On détaille Figure 213 l'architecture de cette torche à tuyère étagée avec adaptation de pression : le jet de plasma d'arc transféré (1) est établi entre une pièce à découper (2) et une électrode (3), et passe dans une tuyère plasma (4) alimentée en gaz (5). La tuyère plasma (4) comporte un canal (8)

à col cylindrique jusqu'à sa section de sortie (9). La torche comporte une tuyère secondaire, ou tuyère aval, (5), dont la section de sortie (10) est de surface supérieure à celle de la tuyère plasma. La tuyère plasma est alimentée (6) en gaz plasma à partir d'une source primaire (11), à travers une ligne de contrôle de pression équipée d'un régulateur de pression (12). La tuyère aval est alimentée (7) en gaz aval à partir d'une source (13), à travers une ligne de contrôle de pression équipée d'au moins un régulateur de pression (14).

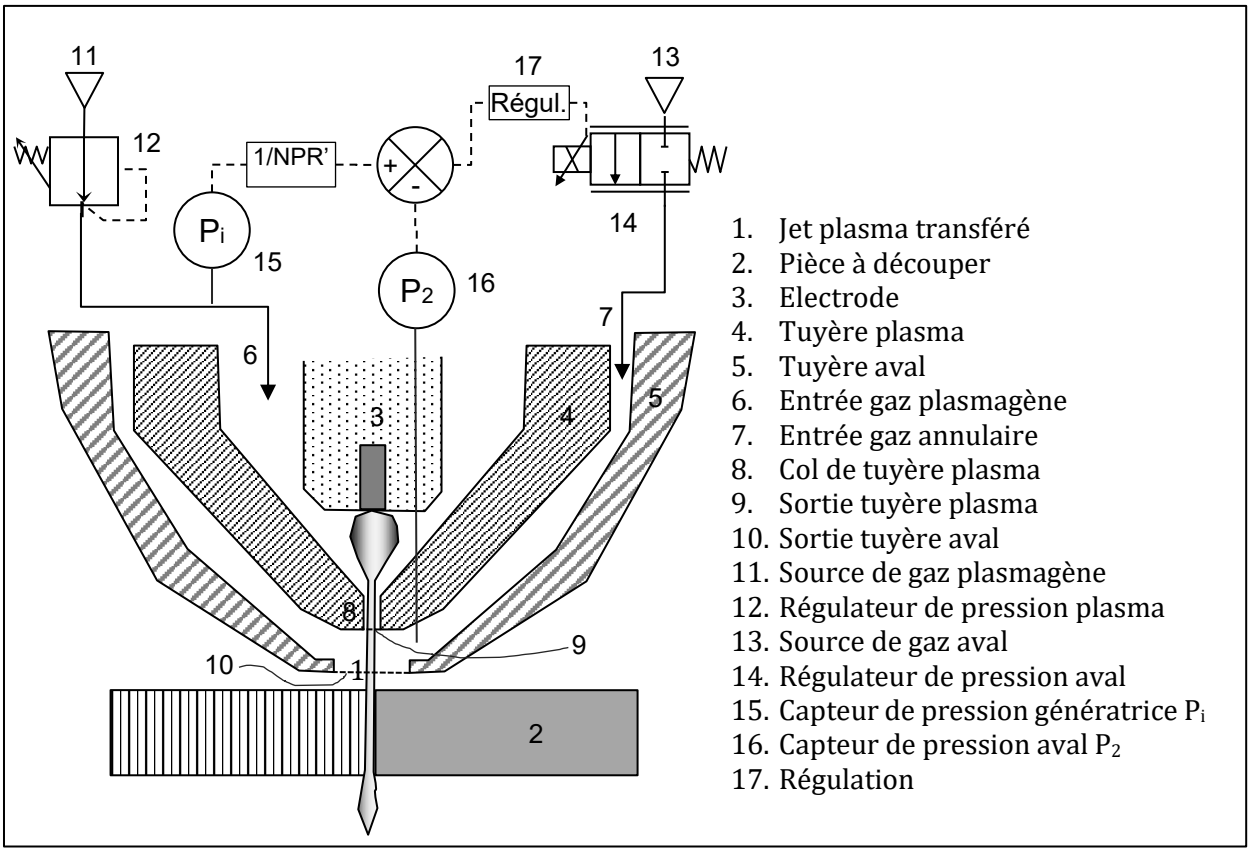


Figure 213 – Schéma de principe d'une torche à contrôle de rapport de détente par tuyère étagée. D'après [29].

La tuyère aval et son système d'alimentation ont été conçus pour permettre la montée en pression du volume situé entre la sortie de la tuyère plasma et la tôle jusqu'à une valeur P_2 régulée proportionnelle à la pression génératrice P_i de sorte que l'on contrôle le rapport NPR' = P_i/ P_2. A cet effet,

- on s'est assuré par conception que les sections de passage des circuits d'alimentation en gaz secondaire depuis la source primaire jusqu'à la section de sortie de la tuyère aval sont en tout point supérieures à cette même section de sortie, de telle sorte qu'elle soit la section critique pour l'écoulement de gaz aval.
- l'alimentation primaire et les éléments de régulation de pression de cette ligne gaz ont aussi été dimensionnés pour permettre le passage du débit maximal correspondant à cette section critique, sans entraver la capacité à réguler la pression P_2.

Plusieurs diamètres de tuyère aval ont été testés, entre 1.5 et 20 fois le diamètre de sortie de la tuyère plasma. La hauteur de la tuyère aval définie comme la distance entre la section de sortie de la tuyère plasma et la section de sortie de la tuyère aval a aussi été explorée entre 0 et 5 mm.

Il est possible de fixer la consigne des pressions P_i et P_2 *a priori*, ou bien d'asservir au moyen d'un régulateur (17) Figure 213 la pression du gaz aval à la pression Pi d'alimentation de la tuyère plasma, après multiplication par le coefficient 1/NPR'. De la sorte, on régule de manière dynamique la

pression P_2 de manière à ce qu'elle suive la pression P_i en assurant le maintien du rapport de détente Pi/P_2 = NPR' constant.

La mesure des pressions P_i et P_2 doit être représentative respectivement de la pression génératrice et de la pression environnante de la section de sortie de la tuyère plasma. Le capteur de pression P_2 peut-être soit placé dans la tuyère aval, avantageusement au plus près du canal de sortie de la tuyère plasma, ou bien en amont, éventuellement corrigé dans ce cas-là de la baisse de pression estimée entre le point de mesure effectif et la zone de mesure point souhaités. Cette correction prend en compte les pertes de charge ainsi que la baisse de pression dynamique liée à l'accélération du gaz dans la tuyère aval, qui peut être significative. Pratiquement, la torche et le dispositif expérimental a été testé à froid (sans arc plasma) avec un capteur de pression complémentaire placé dans la tuyère aval de manière à construire la loi de commande de la pression P_2 en fonction de la pression P_i.

Pour évaluer le fonctionnement de ce type de torche à tuyère étagée, une étude CFD du dispositif a été réalisée (Freton, Gonzalez [219] non publié, et partiellement Camy-Peyret, Freton, Gonzalez [3]). La géométrie simulée en 2D axisymétrique est présentée [210], et comprenait une injection de gaz plasmagène avec un léger vortex, et une injection d'air comme gaz aval. La tuyère plasma avait un col de 0.7 mm de diamètre, pour une intensité de 60 A. la tuyère aval un diamètre de sortie de 3 mm.

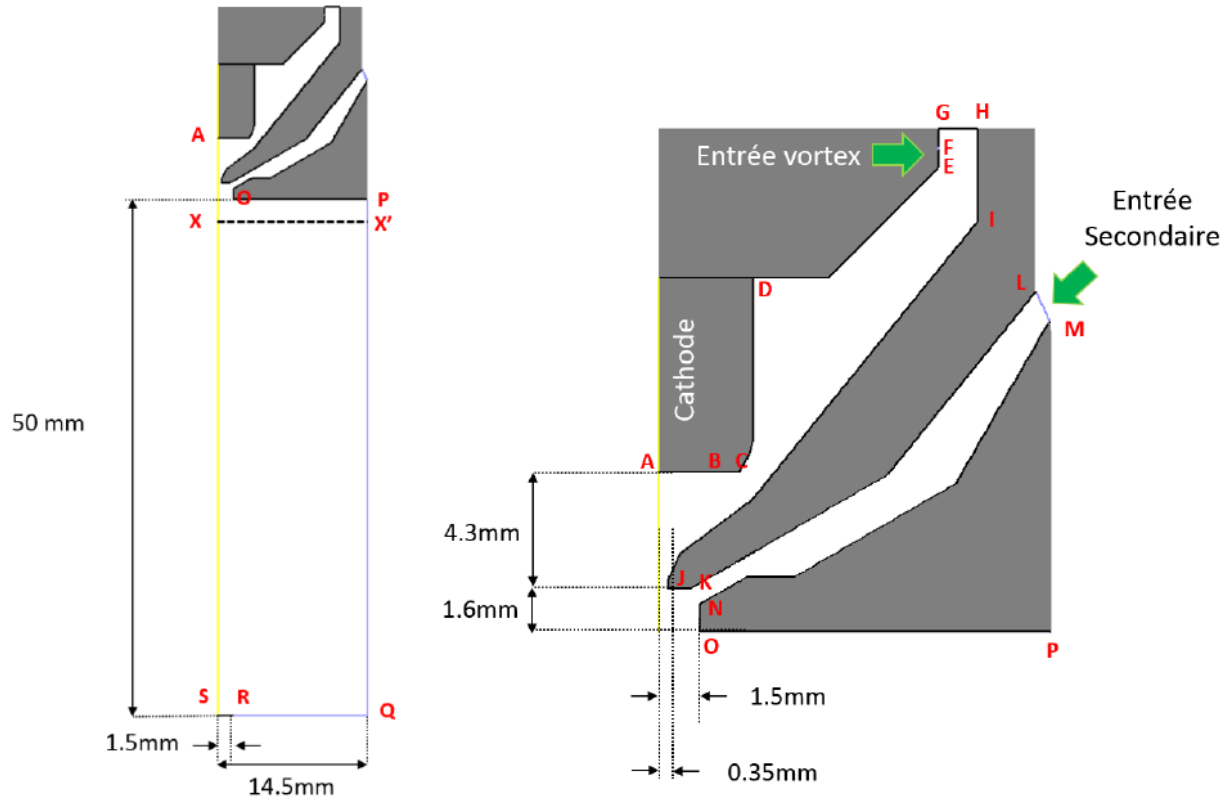


Figure 214 – Géométrie de torche à contrôle de pression aval étudiée par CFD, d'après [219] et [3]

Trois combinaisons de conditions aux limites pour l'alimentation en pression de la torche ont été testées, Tableau 38. Ces configurations permettent de comparer à un cas de référence (cas 1) deux cas intensifiés, pour lesquels la pression génératrice P_i a été presque doublée : l'un (cas 2) avec une pression environnante au jet plasma identique au cas de référence, et qui demeure proche de la pression atmosphérique, et l'autre (cas 3) avec une pression aval P_2 déterminée pour conserver approximativement le rapport de détente NPR' du cas de référence.

Cas	P_i	P_2	NPR' = P_i/P_2	NPR = P_i/P_a
	bara	bara	-	-
1 - Référence	6.5	1.1	6	6.5
2 - Intensifié non adapté	12	1.1	11	12
3 - Intensifié adapté	12	2.2	5.5	12

Tableau 38 – Configurations d'alimentation en pression simulées dans l'étude CFD des torches à tuyère étagée avec adaptation de pression

Les trois cas ont d'abord été simulés sans présence de tôle, avant d'adjoindre à la géométrie une tôle avec un orifice de diamètre 1.6 mm, représentatif de la largeur de saignée attendue.

On présente d'abord Tableau 39 une comparaison des résultats macroscopiques de débit et de champ électrique moyen sur deux points de fonctionnement pour lesquels on dispose des données, qui montrent une bonne cohérence entre eux.

On retrouve les grandes tendances d'évolution du débit de gaz plasmagène (oxygène) et du champ électrique présentées aux chapitres 4.5 et 5, en particulier l'augmentation du champ électrique moyen avec la pression d'alimentation. Le champ électrique moyen estimé par CFD, après soustraction d'une chute de tension arbitraire de 10 V, augmente de 12% lorsque la pression aval P_2 est multipliée par 2. Cette augmentation est causée par l'effet constricteur de la surpression entre la sortie de la tuyère plasma et la tôle.

L'incertitude de ± 10% environ pour le débit de gaz plasmagène est liée aux légers écarts de niveau de convergence des simulations CFD, qui explique l'écart entre les débits calculés pour les cas 2 et 3 (qui n'ont pas de raison d'être différents), ainsi que la dispersion sur les débits simulés entre les cas avec et sans tôle. L'expérience a montré en effet qu'avec le schéma utilisé dans ces calculs, la conduite du calcul avec deux conditions limites de pression totale d'entrée très différentes et une condition limite de pression statique de sortie était souvent instable, avec une convergence difficile et longue à obtenir, ce qui induit une dispersion sur le débit en raison de la troncation variable du temps de calcul.

	Débit (NL/min O_2)			Champ électrique moyen (kV/m)		
	CFD (± 10%)	Expérience (± 1 NL/min)	écart	CFD	Expérience	écart
1 - Référence	4.3	5.1	-16%	13.49	13.48	0%
2 - Intensifié non adapté	13.1	15.7	-17%	16.55	16.85	-2%
3 - Intensifié adapté	11.8	na	na	18.50	na	na

Tableau 39 – Comparaison des débits CFD et expérimentaux et du champ électrique moyen obtenus pour deux essais de tuyère intensifiée

On présente les résultats des 6 configurations simulées (3 conditions limites de pression, avec et sans tôle) pour le champ de pression Figure 215 et de température Figure 216.

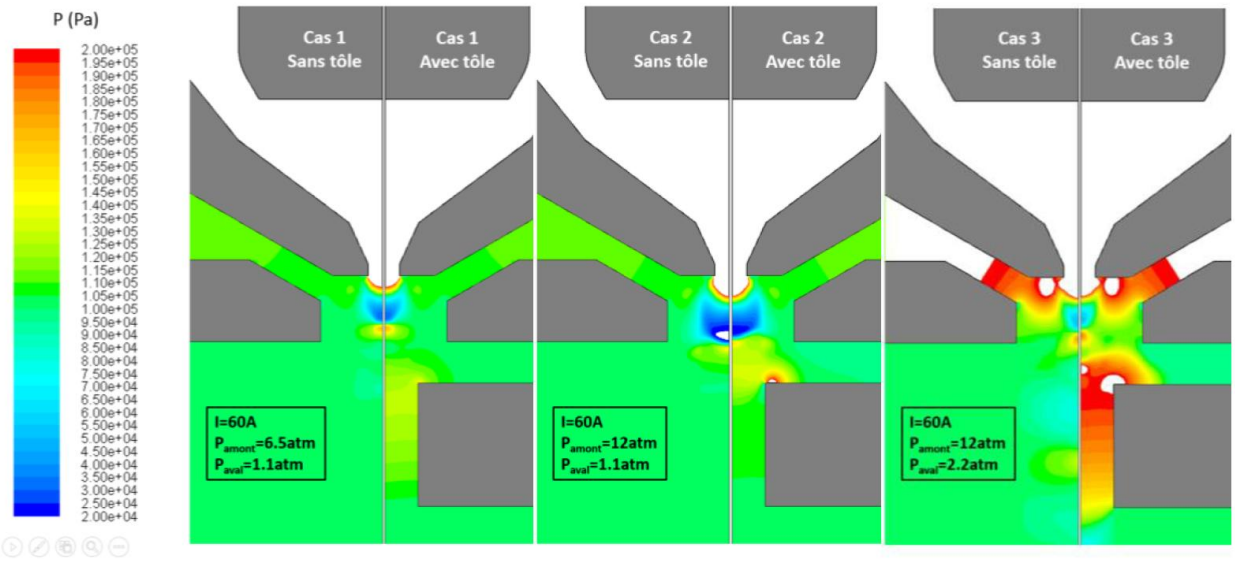


Figure 215 – Champ de pression statique (absolue), échelle de couleur écrêtée à 2 bar pour une meilleure visualisation de la pression dans le jet en sortie de tuyère plasma. De gauche à droite : cas 1,2,3, avec et sans tôle. D'après [219].

Figure 215, on observe différents comportements appuyant l'effet de l'application d'une pression P_2 de 2 fois la pression atmosphérique environ sur la réduction de l'expansion du jet libre sous-détendu et on peut faire les commentaires suivants.

- Conformément au comportement décrit en section 6.1, la pression dans le jet en sortie de tuyère est très visiblement supérieure dans le cas 2 intensifié non adapté à NPR' = 11 par rapport au cas 1 à NPR' = 6. On visualise sur la planche centrale du cas 2 un disque de Mach beaucoup plus large que dans le cas 1 de référence, situé plus en aval et d'intensité de saut de pression statique à travers le choc droit supérieur, en adéquation avec la théorie d'Hugoniot.
- Dans le cas 3 intensifié adapté, la simulation démontre la capacité de cette géométrie de torche à créer une bulle de pression autour de la sortie de la tuyère plasma. La différence importante entre la simulation avec et sans tôle montre aussi l'importance du rôle de la tôle dans la capacité à maintenir l'extension de cette bulle de surpression jusqu'à la saignée.
- En comparant les trois cas entre eux, on constate que la largeur du jet plasma sous-détendu entre la tuyère plasma et la tôle est en effet successivement croissante lorsqu'on double la pression génératrice P_i sans adapter la pression P_2, puis décroissante jusqu'à des valeurs comparables entre les cas 3 et 1 lorsqu'on applique une pression P_2 permettant de revenir à un rapport de détente pour la tuyère plasma (amont) proche du cas 1.

Malgré la pression de sortie de la tuyère plasma P_e supérieure dans les cas 2 et 3 (intensifiés) par rapport au cas 1, le maintien du rapport de détente NPR' proche entre les cas 1 et 3 permet de conserver la même adaptation du jet plasma.

On présente Figure 216 le champ de température pour les mêmes trois cas, qui montre la nette expansion des isothermes dans le jet sous-détendu à NPR' = 11 (cas 2 intensifié non adapté) par rapport au cas 1 de référence à NPR' = 6, isothermes qui retrouvent un diamètre proche du cas de référence lorsqu'on augmente la pression P_2 dans le cas 3 intensifié adapté.

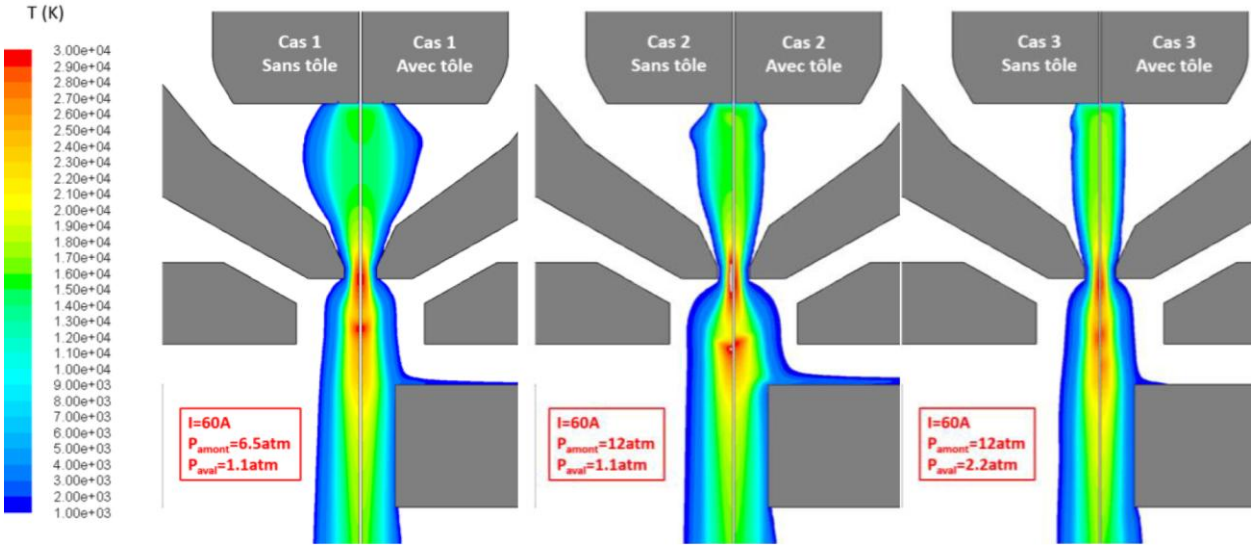


Figure 216 – Champs de température comparés. De gauche à droite : cas 1,2,3, avec et sans tôle. D'après [219] et [3].

Pour expliciter cet effet, on trace Figure 217 l'isotherme 3000 K, correspondant plus ou moins au rayon d'arc défini en section 5, en fonction de la distance à l'électrode.

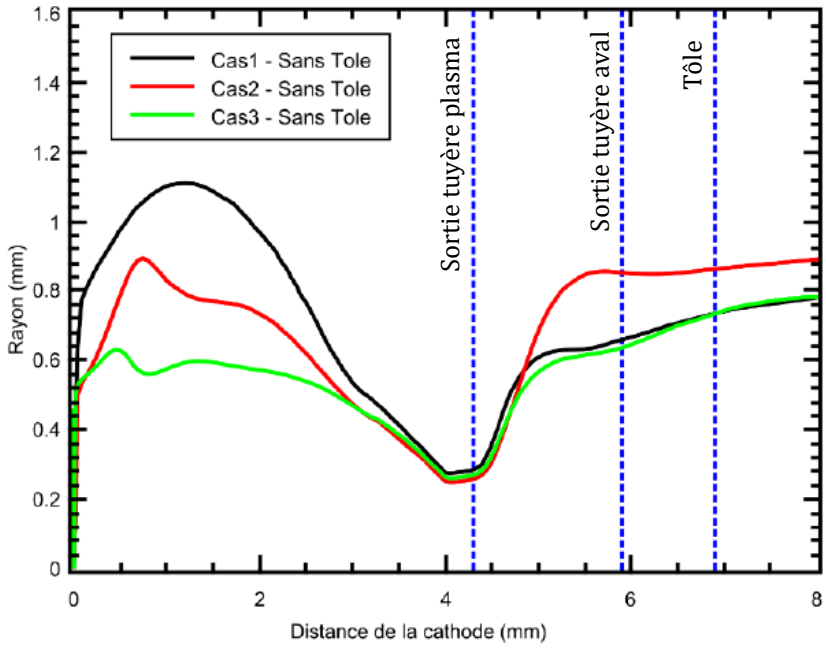


Figure 217 - Position radiale de l'isotherme 3000 K (rayon d'arc) en fonction de la distance à l'électrode. La position de la sortie de la tuyère plasma, de la tuyère aval, et de position de la tôle est indiquée en traits verticaux pointillés. D'après [219].

On observe ainsi Figure 217 que l'isotherme 3000 K, caractérisant un rayon d'arc, est identique entre les cas 1 de référence et 3 intensifié adapté, respectivement à NPR' = 6 et NPR' = 5.5 assez proches, alors que le diamètre de la colonne d'arc avait augmenté d'environ 40% dans la zone entre la sortie de la tuyère plasma et celle de la tuyère aval entre le cas 1 à NPR = 6' et le cas 2 intensifié non adapté à NPR = 11'.

Pour poursuivre la démonstration de la réduction de l'inadaptation du jet plasma, on trace Figure 218 la pression statique sur l'axe du jet dans la zone entre la tuyère plasma et la tôle obtenue pour les trois cas. Conformément au comportement des jets libres sous-détendus décrit en section, on observe que la position du disque de Mach s'éloigne dans le cas 2 intensifié non adapté (courbe rouge) avec l'augmentation de NPR' de 6 (courbe noire) à 11 (courbe rouge), puis se rapproche à

nouveau de la sortie de la tuyère plasma lorsque NPR' repasse de 11 à 5.5 entre les cas 2 et le cas 3 intensifié adapté (courbe verte).

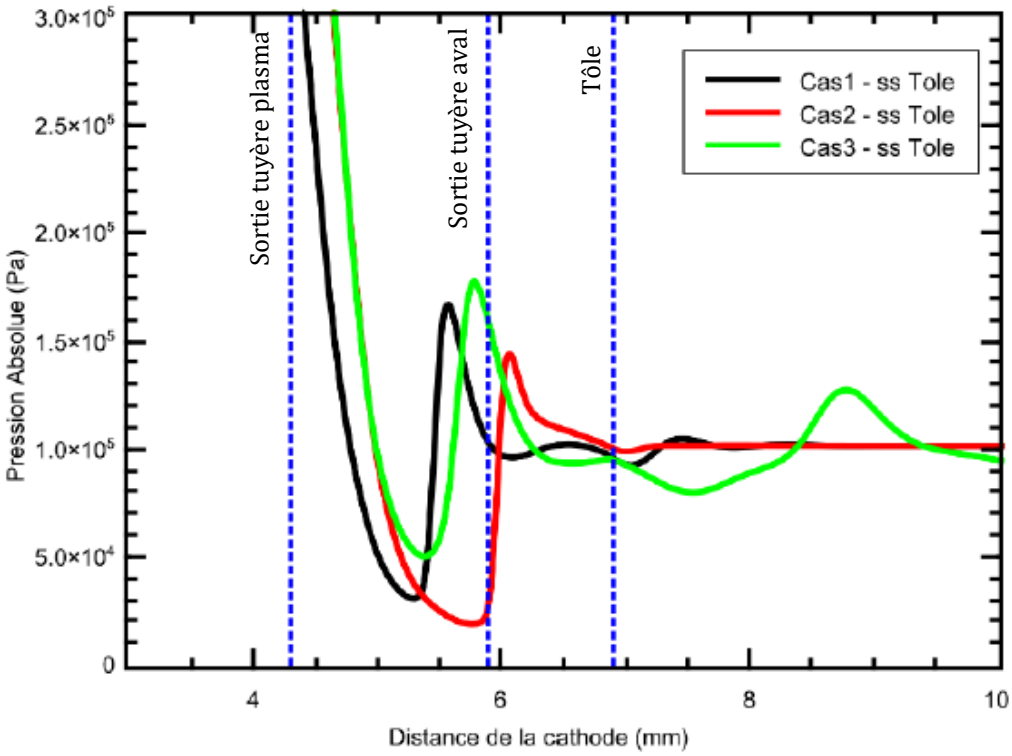


Figure 218 – Évolution comparée de la pression statique sur l'axe du jet plasma dans la zone située entre la sortie de la tuyère plasma te le jet libre. D'après [219].

Le champ électrique sur l'axe de la torche est présenté Figure 219, qui est un indicateur de la constriction ayant une bonne sensibilité.

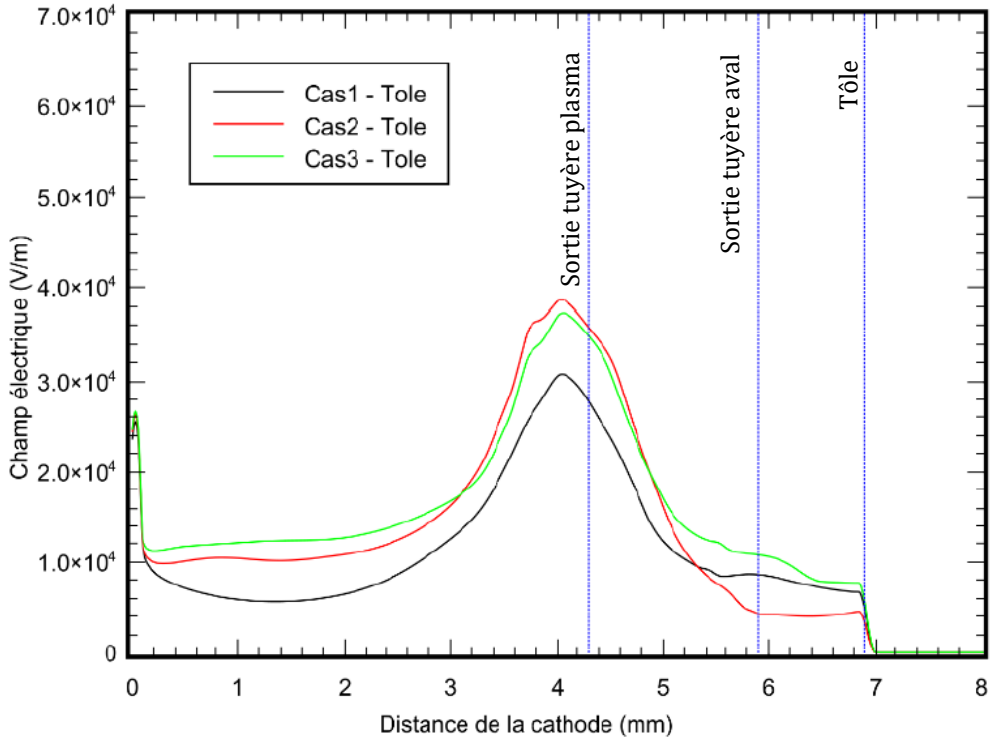


Figure 219 - Évolution comparée du champ électrique local sur l'axe du jet plasma. D'après [219].

Figure 219, le champ électrique est proche dans la chambre d'arc pour les pressions génératrices des cas 2 et 3 intensifiés (P_i = 12 bara), et ces deux cas ont un champ électrique sur l'axe supérieur au cas 1 à la pression de référence P_i = 6.5 bara, comme cela a été vu au chapitre 9.

Dans la zone située entre la sortie de la tuyère plasma et la position de la tôle en revanche, le champ électrique sur l'axe atteint ses valeurs minimales pour le cas 2 intensifié non adapté, dont la pression génératrice est P_i = 12 bara. Le champ électrique maximal dans cette zone est obtenu pour le cas 3 intensifié adapté ayant une pression génératrice intensifiée et une adaptation du rapport de détente NPR'.

Le champ électrique moyen, c'est-à-dire l'intégrale des courbes de champ local de la Figure 219 (-10 V) divisé par la longueur (constante entre les trois cas) entre l'électrode et la tôle est donc effectivement supérieur dans le cas 3 intensifié adapté par rapport au cas 2 intensifié non adapté en raison d'une constriction accrue de la colonne d'arc ans la zone située entre la sortie de la tuyère plasma et la tôle. On observe même que selon ce critère de champ électrique, la constriction est aussi supérieure au cas 1 de référence.

Finalement, on extrait Figure 220 le profil radial du flux enthalpique $\rho U_x h$, ou densité de puissance, au niveau de la tôle pour les trois simulations en géométrie avec tôle.

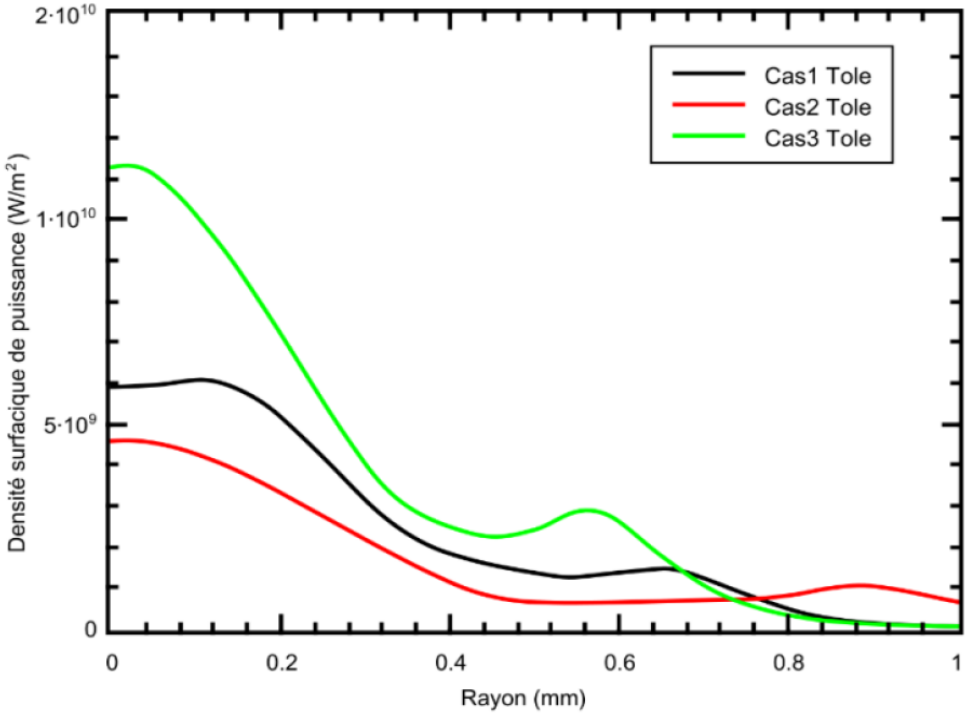


Figure 220 – Flux enthalpique à la tôle (post-traité à 0.1 mm au-dessus de la surface). D'après [219] et [3]

La densité de puissance thermique sur l'axe du cas 3 intensifié adapté est à peu près le double de celles du cas 1 de référence et du cas 2 intensifié non adapté.

En intégrant le profil de densité de puissance jusqu'à un rayon représentatif de la largeur de saignée, choisie ici à 0.8 mm, on obtient Tableau 40 un indicateur de la puissance thermique disponible à la tôle, qui est plus que doublée dans le cas intensifié adapté par rapport au cas de référence.

Cas	P_{th} (R=0.8mm)	Ecart relatif vs. référence
	bara	bara
1 - Référence	3729	Ref
2 - Intensifié non adapté	2336	-37%
3 - Intensifié adapté	5272	+126%

Tableau 40 – Estimation comparative de la puissance disponible en entrée de saignée représentative

Ainsi opérée, la torche à tuyère étagée avec adaptation de pression aval délivre un jet plasma intensifié, c'est-à-dire dont on a augmenté significativement la densité de courant moyenne ou le champ électrique moyen dans la tuyère en augmentant P_i, tout en conservant cette densité de puissance dans le jet plasma jusqu'à la surface de la tôle grâce au contrôle du rapport de pression local NPR' et donc de l'expansion du jet sous-détendu.

Nous présentons dans la section 6.3.2 qui suit les effets de cette technologie sur la performance de découpe.

6.3.2. Effet sur la saignée

Pour évaluer l'intérêt de l'adaptation de la pression aval P_2 sur la performance de découpe, nous avons comparé les performances de découpe d'une torche fonctionnant avec une tuyère étagée.

Dans une première campagne expérimentale, nous présentons les résultats obtenus avec une torche de coupage plasma opérée à 63 A , équipée d'une tuyère plasma de 1 mm de diamètre, alimentée en air, et d'une tuyère aval de 4 mm de diamètre. La tuyère aval était alimentée en air comprimé de sorte que la pression mesurée au point P_2 puisse être contrôlée entre 0 barg, correspondant au fonctionnement de référence sans adaptation de pression où le jet plasma débouche à pression atmosphérique, et 3 barg. Cette torche a été utilisée pour découper des saignées dans de l'acier doux de 5 mm d'épaisseur, en faisant varier les pressions d'alimentation P_i de la tuyère plasma et P_2 de la tuyère aval. La hauteur de coupe était maintenue constante à 0.5 mm, soit une distance entre la sortie de la tuyère plasma et la tôle de 3 mm. La distance entre l'électrode et la tôle était de 7.5 mm, valeur utilisée comme longueur d'arc pour calculer le champ électrique moyen. La tuyère aval utilisée avait un diamètre de sortie de 4 mm, pour lequel on a vérifié la capacité à faire monter la pression P_2 à froid. La découpe avait lieu à vitesse constante de 0.5 m/min, valeur volontairement assez faible pour permettre une découpe transperçant la tôle à tous les points de fonctionnement. On a ensuite mesuré sur les éprouvettes découpées la largeur de saignée supérieure LSS, qui est un bon indicateur de la finesse de découpe du procédé et de la largeur du jet plasma.

Deux configurations d'alimentation en pression de la torche ont été comparées, Tableau 41 :

Série de mesure	P_i	P_2	NPR' = P_i/P_2
Sans adaptation	6 à 16 bara	atmosphère (1 bara)	6 à 16
Avec adaptation	6 à 15 bara	0.9 à 1.5 bara	2.5 à 6

Tableau 41 – Paramètres d'alimentation en pression des essais de coupe avec et sans adaptation

Le cas sans adaptation correspond au cas de référence avec jet plasma sous-détendu débouchant à pression atmosphérique. Le cas avec adaptation correspond au souhait de conserver un rapport de détente de tuyère étagée NPR' = P_i/P_2 inférieur à 6

On présente Figure 221 ci-dessous les mesures de largeur de saignée supérieure et de champ électrique moyen obtenues pour ces deux configurations expérimentales. Le champ électrique moyen a été calculé comme la tension d'arc divisée par la longueur d'arc, après soustraction d'une

chute de tension dans les gaines aux électrodes arbitraires de 15 V. Une estimation des incertitudes expérimentales, liées aux instruments et à la chaîne de mesure, est donnée sous forme de barres d'erreur sur le graphique, les barres d'erreurs pour le champ électrique moyen incluent une incertitude de ± 5 V sur les chutes de tension.

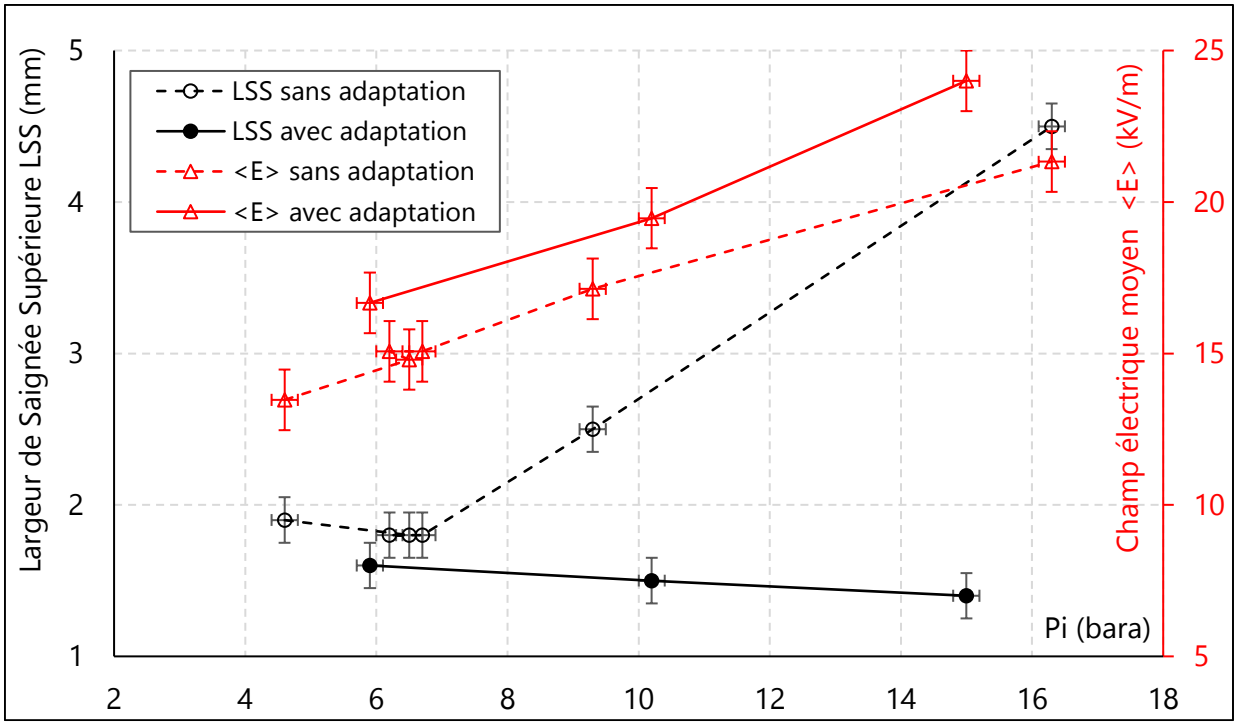


Figure 221 – Mesures de largeur de saignée (en noir axe de gauche) et de champ électrique (en rouge axe de droite) avec (traits pleins) et sans (pointillés) adaptation de pression aval, à I = 60 A constante.

Figure 221, on observe que la mise en œuvre de l'adaptation de pression dans la tuyère aval, où la pression relative P_2 était progressivement augmentée à 0.9 puis à 1.25 barg, a permis d'observer une conservation de la largeur de saignée supérieure LSS (courbe noire en traits pleins) lorsqu'on augmentait la pression dans la tuyère plasma. En revanche, le comportement de la torche en régime conventionnel (pression relative P_2 nulle, i.e. $P_2 = P_{atm}$) impliquait une augmentation significative de la largeur de saignée (courbe noire pointillée) avec la pression d'alimentation de la tuyère plasma au-dessus la pression conventionnelle, ici 6 bara environ. A pression P_i =16 bara sans adaptation en aval, la largeur de saignée atteint la valeur spectaculaire de LSS = 4.5 mm environ en comparaison à LSS = 1.8 mm à la pression de référence industrielle, et LSS = 1.4 mm avec adaptation.

On précise Tableau 42 les consignes de pression utilisées et les valeurs mesurées pour trois points de mesure caractéristiques des séries avec et sans adaptation :

Série	**Pi**	**P_2**	**NPR' = P_i/P_2**	**LSS**	**E moyen**
	bara	**bara**	**-**	**mm**	**kV/m**
Sans adaptation	6.20	1.00	6.2	1.8	15.1
	9.30	1.00	9.3	2.5	17.1
	16.30	1.00	16.3	4.5	21.3
Avec adaptation	5.90	2.50	2.4	1.6	16.7
	10.20	1.90	5.4	1.5	19.5
	15.00	2.50	6.0	1.4	24.0

Tableau 42 – Mesures de largeur de saignée supérieure et de champ électrique pour la série avec adaptation

Notes sur le protocole expérimental.

- La logique de détermination de la consigne de pression P_2 pour la série avec adaptation avait pour objectif de maintenir un rapport de détente NPR' inférieur à 6, et à peu près constant à pression élevée, en l'occurrence 5.4 et 6 respectivement à 10 et 15 bar.
- Le point de fonctionnement à pression génératrice conventionnelle de P_i = 5.9 bara et P_2 élevée (2.5 bara), soit NPR' = 2.4, a été testé :
  - Pour étudier l'effet d'une pression P_2 du niveau maximal du plan d'expérience sur le jet plasma à pression génératrice standard, et apprécier d'un éventuel effet négatif,
  - Pour voir si un effet de constriction par la pression aval existait à pression génératrice plus faible.

Conclusions : on observe Figure 221 et Tableau 42 qu'à même pression génératrice P_i proche du standard industriel de 6 bara, l'effet de l'augmentation de la pression P_2 est de diminuer légèrement la largeur de saignée et d'augmenter légèrement le champ électrique moyen. Ces deux tendances sont cohérentes entre elles et caractérisent une augmentation par la pression de la constriction du jet plasma entre la tuyère plasma et la tôle. La largeur de saignée reste cependant d'un ordre de grandeur comparable à la référence où P_2 est égale à la pression atmosphérique. Ainsi, l'incertitude de mesure et de répétabilité des coupes ne permet pas de démontrer une augmentation de la constriction dans ce cas, mais seulement de la supposer probable, et d'effet faible, sur cette série de mesures successives.

A forte pression génératrice en revanche, la courbe de largeur de saignée sans adaptation croit très fortement, et diverge de manière flagrante de celle en régime adapté, qui reste constante. Si on fait l'hypothèse que la largeur supérieure de saignée est représentative d'une dimension caractéristique du jet plasma au niveau de la tôle, on en conclut que le diamètre d'arc est multiplié par 2.5 entre P_i = 6 et P_i = 16 bar en régime sans adaptation, alors que l'adaptation assure sa conservation.

Toujours Figure 221, on observe une augmentation linéaire du champ électrique moyen avec la pression génératrice P_i, déjà décrite au chapitre 5, ainsi qu'une augmentation plus légère du champ électrique lorsque la pression aval P_2 est supérieure à l'atmosphère (adaptation) par rapport au cas sans adaptation, là aussi en cohérence avec les observations expérimentales et CFD de la section 6.3.1. Les résultats expérimentaux portant sur le champ électrique confirment donc que le jet plasma est bien intensifié (il est plus constricté), au premier ordre par la pression P_i dans la tuyère plasma. On montre aussi que la conservation de cette intensification entre la tuyère plasma et la tôle par adaptation de la pression P_2 se traduit par une augmentation supplémentaire du champ électrique moyen de quelques kV/m.

Pour compléter la caractérisation du potentiel d'intensification du fonctionnement avec adaptation de rapport de détente NPR' par la pression aval, on superpose aux séries expérimentales précédentes les résultats de largeur de saignée supérieure LSS obtenus lors d'une campagne d'essais ultérieure. Ces essais complémentaires ont été réalisés avec augmentation de l'intensité de coupe dans la même tuyère de diamètre 1 mm, permise jusqu'à 120 A sans risque de flash grâce à l'augmentation de la pression génératrice P_i et sont présentés Figure 222. Dans cette campagne, la vitesse de découpe en régime d'adaptation de pression a dû être augmentée jusqu'à 2 m/min pour obtenir un arc stable, et les points avec et sans intensification par l'augmentation du courant ne sont pas donc directement comparables entre eux.

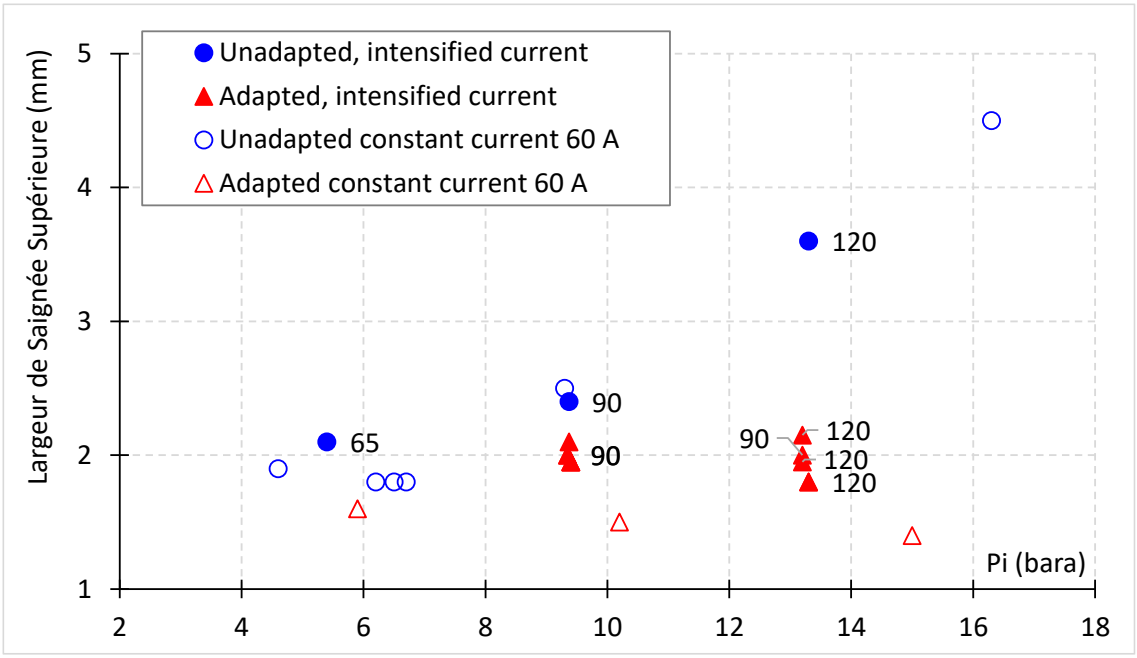


Figure 222 – Évolution de la largeur de saignée avec (en rouge) et sans (en bleu) adaptation de P_2 à la pression génératrice P_i. Superposition de points de fonctionnement à intensité croissante (marques pleines) aux points à I = 60 A constante (contours seulement). Pour la série intensifiée par l'intensité, celle-ci est indiquée sur les étiquettes jouxtant les points, avec une seule étiquette pour les points voisins de même intensité. La vitesse de coupe est variable.

Figure 222, on observe que la largeur de saignée en régime de fonctionnement avec adaptation (séries en rouge) se conserve lors de l'intensification par la pression P_i de manière identique selon que l'on maintienne l'intensité constante, ou que l'on intensifie aussi simultanément par augmentation de l'intensité (marques pleines).

Finalement, on trace Figure 223 le ratio entre la largeur de saignée LSS et le diamètre D_N de la tuyère en fonction du rapport de détente NPR' de la tuyère plasma.

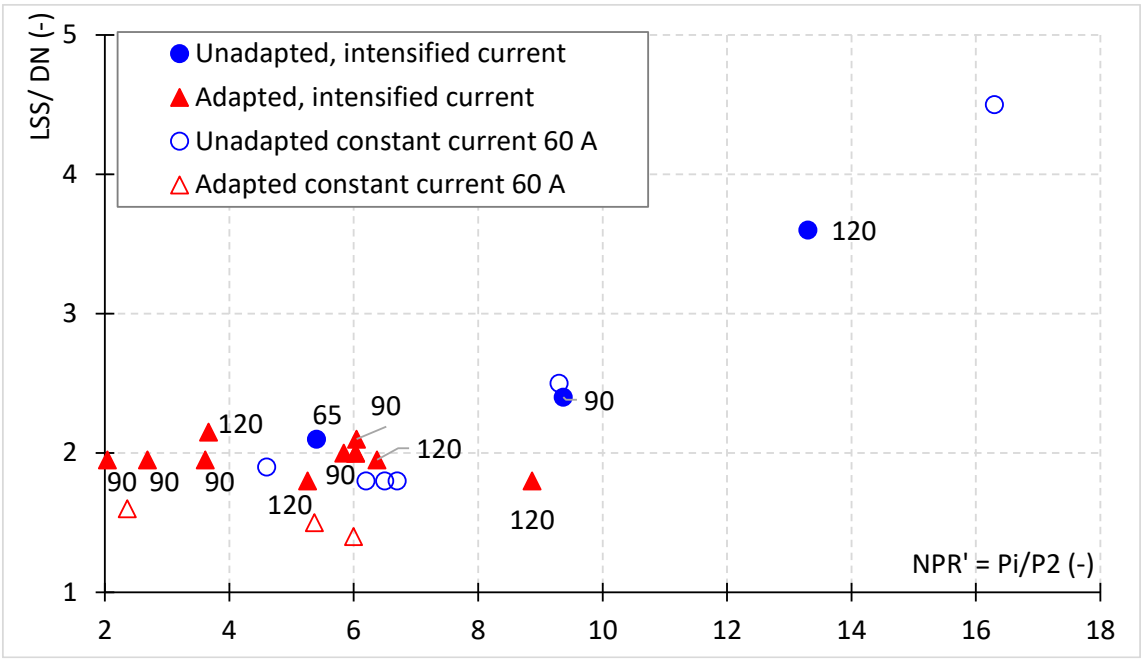


Figure 223 - Évolution de la largeur de saignée adimensionnelle avec (en rouge) et sans (en bleu) adaptation en fonction du rapport de détente apparent NPR' = P_i/P_2. Superposition de points de fonctionnement à intensité croissante (marques pleines) aux points à 60 A (contours seulement). Pour la série intensifiée en intensité, la vitesse de coupe est variable et l'intensité est indiquée sur les étiquettes jouxtant les points. Les points voisins n'ayant qu'une étiquette ont la même intensité.

On observe Figure 223 que les nuages de point avec et sans adaptation redessinent bien une courbe continue, avec une augmentation de la largeur de saignée caractéristique à partir de NPR' = 7 environ en cohérence avec les tendances observées pour les jets sous-détendus homogènes classiques.

Ce résultat illustre le rôle du rapport de détente apparent NPR' sur le contrôle de l'expansion du jet plasma entre la tuyère plasma et la tôle, permettant d'intensifier le jet plasma à la fois par la pression génératrice P_i et par l'intensité I (indirectement permise sans flasher par l'augmentation de P_i), sur la largeur de saignée.

Note : il n'aurait pas été possible de fonctionner sans flasher à l'intensité de 120 A dans une tuyère de 1 mm de diamètre avec une pression génératrice « standard » de P_i = 6 bar. En effet, la densité de courant apparente correspondante J_a = 153 A/mm² est trop élevée pour le risque de flash d'après l'abaque expérimentale de la Figure 160. Les points de fonctionnements à 90 A et 120 A intensifiés par l'intensité du courant à NPR' inférieur à 7 ne sont donc accessibles qu'avec une pression P_i nettement supérieure à 7 bara.

Au-delà de la productivité et de l'efficacité énergétique, la mise au point industrielle d'un procédé de découpe plasma comporte de nombreuses autres dimensions de performance décrites dans le chapitre 2 introductif, comme la qualité de la saignée (aspect de surface, dépouille, bavures), la durée de vie des consommables, la répétabilité … Cependant, la conservation de la largeur de saignée à pression et intensité intensifiée sans atteindre la limite de flash, c'est-à-dire à densité de puissance augmentée, a pour effet bénéfique complémentaire d'améliorer l'efficacité énergétique de la découpe. En effet, puisque le volume spécifique de métal à fondre et à évacuer par mètre linéaire coupé est moins important, on s'attend à ce que le fonctionnement en régime intensifié à tuyère étagée en pression permette aussi d'améliorer la productivité du procédé de découpe, c'est-à-dire de couper plus vite ou plus épais avec la même intensité de courant.

On donne dans le Tableau 43 ci-dessous un exemple de performance comparée de découpe en régime intensifié avec adaptation de pression en comparaison de la découpe de référence industrielle, pour la découpe d'acier doux de 4 mm d'épaisseur à 80 A, et pour laquelle on obtient des performances de qualité de coupe satisfaisantes, en particulier l'absence de bavures et une dépouille faible.

		Torche intensifiée à pression adaptée	**Torche de référence industrielle [224]**
P_i	bara	11.0	6.0
P_2	bara	2.0	P_{atm} (~ 1 bara)
NPR' = P_i/P_2	-	5.5	6.0
D_N	mm	0.7	1.2
J_a	A/mm²	207.9	70.7
LSM	mm	1.10	1.82
V_c	m/min	5.00	3.88
RR	mm³/s	367	471
SR	mm²/s	333	259
U_{arc}	V	100	118
P_{arc}	kW	8.0	9.4
ESV	J/mm³	21.8	20.1
ESS	J/mm²	24.0	36.5

Tableau 43 – Performance de découpe comparée. Epaisseur 4 mm d'acier doux, procédé O_2/air à 80 A.

Tout n'est pas comparable dans le Tableau 43, en particulier la géométrie de la tuyère, la longueur d'arc et l'intensité du swirl. On peut cependant raisonnablement attribuer à l'intensification en pression avec adaptation par tuyère étagée à NPR' constante la possibilité d'utiliser une densité de

courant apparent moyenne J_a trois fois supérieure environ, conduisant à une largeur de saignée moyenne de 40 % inférieure à la référence industrielle, pour une vitesse de coupe 30% supérieure.

Pour compléter cette évaluation de l'amélioration de la performance de coupe par l'intensification avec adaptation, on complète les indicateurs énergétiques présentés au chapitre 3 par une comparaison des barèmes de coupe industriels classiques à un plus grand nombre de points de fonctionnement en mode intensifié avec adaptation de pression (nous en avions présenté deux au chapitre 3).

On présente Figure 224 la largeur de saignée en fonction de la vitesse de découpe pour les procédés laser O_2, laser N_2, plasma O_2/air et en plasma O_2/air avec intensification et adaptation de pression (grands triangles oranges, dont le point de fonctionnement du Tableau 43).

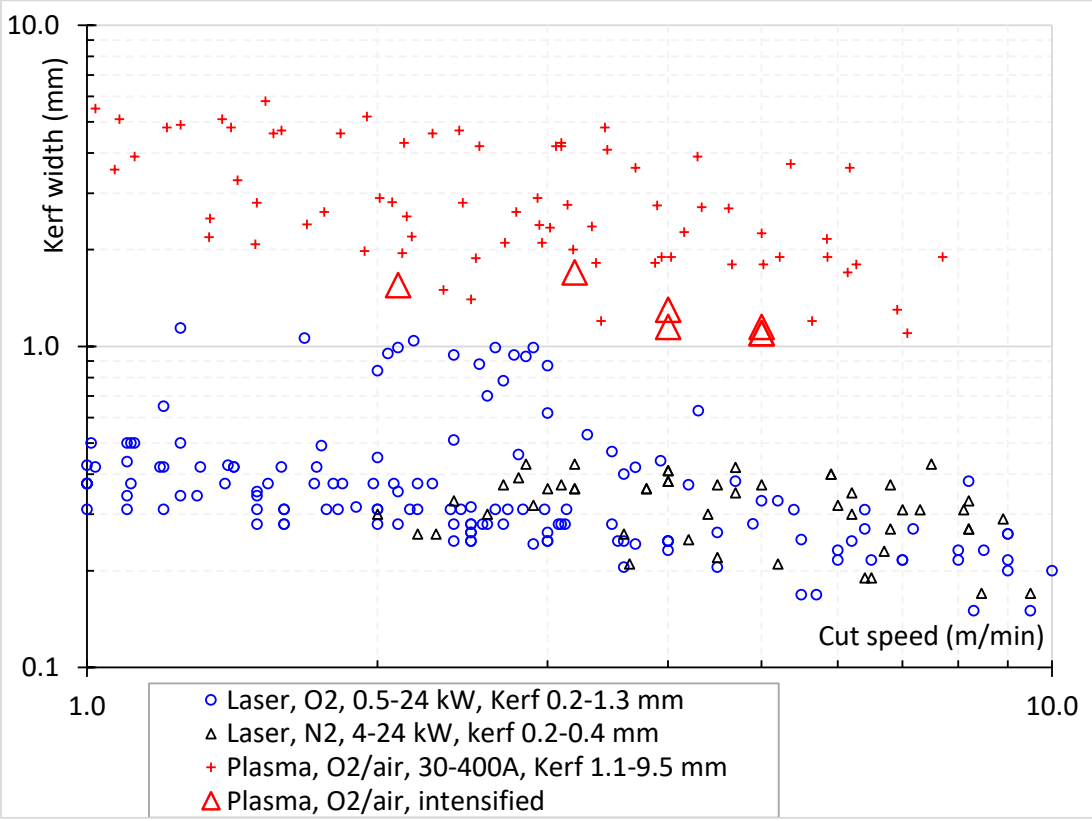


Figure 224 - Largeur de saignée moyenne en fonction de la vitesse de coupe

Figure 224, par rapport au nuage de points moyen du procédé plasma non intensifié, le nuage de points qui se dessine présente un positionnement visiblement favorable dans ce plan largeur de saignée/vitesse de coupe (il s'agit de la Figure 48 déjà présentée avec une échelle réduite, et complétée de points de fonctionnement intensifiés).

On trace ensuite Figure 225 le taux d'enlèvement matière en fonction de la largeur de saignée. Il s'agit de la Figure 45 déjà présentée, ici avec une échelle réduite, et complétée de points de fonctionnement intensifiés. A nouveau, le nuage de points intensifiés avec adaptation de pression présente un positionnement visiblement favorable par rapport aux procédés plasma comparables.

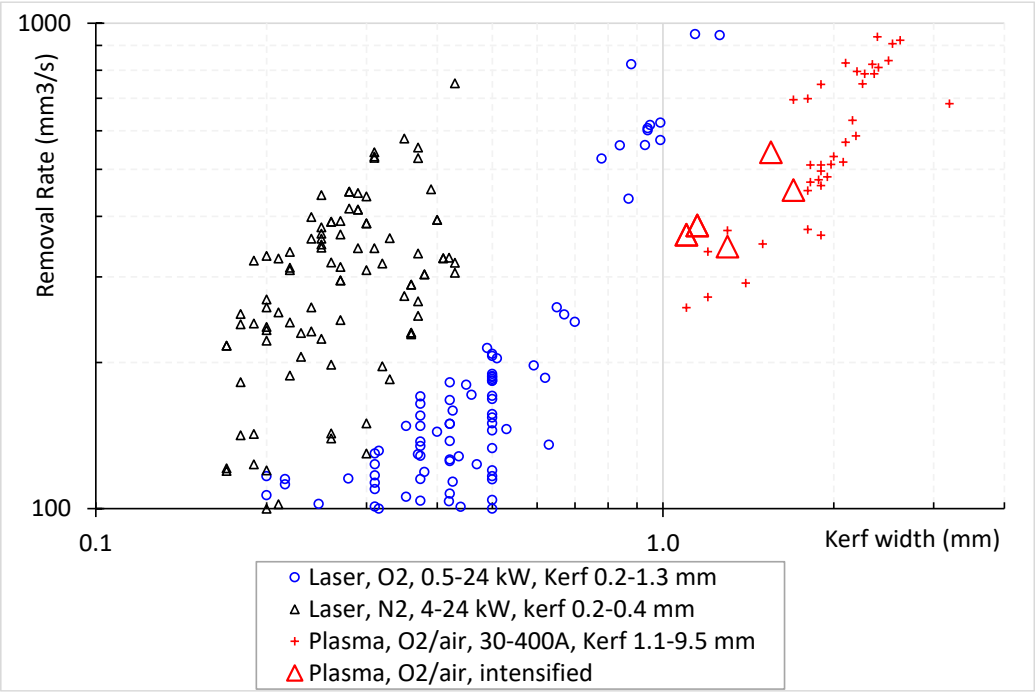


Figure 225 – Taux d'enlèvement matière RR en fonction de la largeur de saignée

On trace finalement Figure 226 l'énergie spécifique de surfaçage électrique ESSe, qui mesure l'efficacité énergétique du procédé à créer une surface de chant coupé. Ce ratio s'exprime en Joules « électriques » par unité de surface créée (J_e/mm^2), et est égal à la puissance électrique consommée à la prise de courant divisée par le produit de la vitesse par l'épaisseur de coupe. C'est le rendement énergétique cible à minimiser, déjà présenté Figure 57 et que l'on zoome ci-dessous avec plus de points de fonctionnement intensifiés. Le nuage de points de fonctionnement en régime intensifié est visiblement décalé vers une meilleure efficacité énergétique par rapport au barycentre des procédés plasma, et semble comparable aux procédés laser.

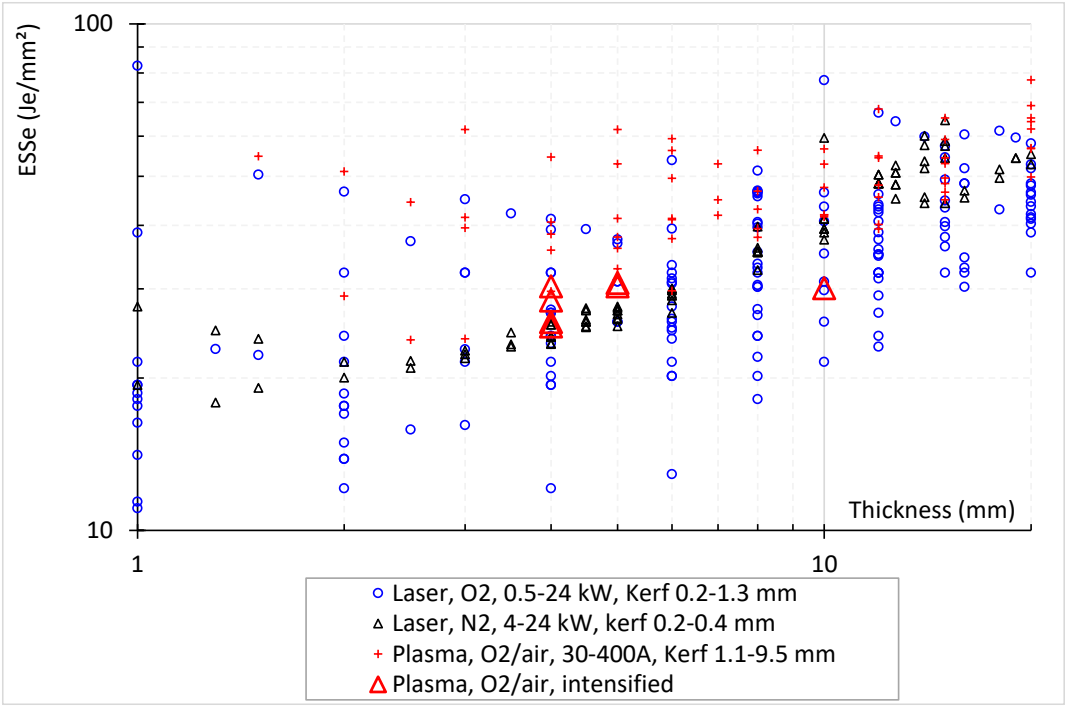


Figure 226 – Energie spécifique électrique de surfaçage en fonction de l'épaisseur

7. Conclusion et perspectives

7.1. Des facteurs d'échelles énergétiques clarifiés

Les plages d'utilisation des procédés de découpe laser et plasma dans le plan vitesse/épaisseur sont désormais très largement superposées, la largeur de saignée et le coût de la source restant les différenciants majeurs entre les deux procédés, qui représentent à eux deux environ 0.1% de la consommation électrique mondiale et 10 Mt de CO_2 émis par an.

Nous avons montré lors de l'étude énergétique du chapitre 3 que pour les procédés plasma et laser industriels, le taux d'enlèvement matière (RR en mm^3/s) est au premier ordre proportionnel à la puissance laser ou arc apportée (mais certaines précisions sont intéressantes), et que l'ordre de grandeur de l'énergie spécifique volumique du procédé de découpe (ESV_p en J/mm^3) est de 30 J/mm^3 pour le laser et 18 J/mm^3 pour le plasma, avec dans les deux cas un gaz d'assistance oxygène.

Nous avons par ailleurs quantifié l'influence de la réaction d'oxydation sur le bilan énergétique au niveau de la saignée, de l'ordre de 20% à 45% de la puissance transférée à la saignée, ou 12% à 20% de la puissance thermique délivrée par la source plasma ou laser. Du point de vue de l'enlèvement de matière, le procédé plasma oxygène bénéficie donc d'un avantage énergétique par rapport aux procédés laser, même si l'ordre de grandeur du ratio ESV_p est proche entre les procédés. Le matériau est donc plutôt « agnostique » vis-à-vis du type de source de chaleur, et ce bien que l'interaction au niveau du front de coupe soit de nature très différente selon qu'il s'agisse d'un faisceau laser ou d'un jet plasma.

Les largeurs de saignée laser étant d'un ordre de grandeur inférieures à celles plasma, l'énergie spécifique linéique de découpe par mètre découpé (ESL_p en J/m) est inférieure du même facteur en laser qu'en plasma. Lorsqu'on fait intervenir l'épaisseur du matériau pour pouvoir comparer les procédés entre eux sur toute la gamme d'épaisseur, l'énergie spécifique de surfaçage du procédé ESS_p, qui est le ratio énergétique fonctionnel à minimiser au niveau du procédé, est 5 fois meilleure en laser qu'en plasma.

Cependant, comme le rendement des sources laser est par ailleurs de 30% (refroidissement compris) contre 95% en plasma, le gain énergétique apporté par la finesse de découpe du laser est annulé par l'inefficacité énergétique de la source laser, de sorte que les énergies électriques (à la prise de courant) de surfaçage ESS_e sont comparables entre le laser et le plasma, le laser étant environ 20 % meilleur. La grande largeur de saignée étant la source de l'inefficacité énergétique relative du procédé plasma, malgré son rendement de source excellent, la réduction du diamètre du jet plasma est une voie prometteuse du point de vue des économies d'énergie, et de matériau découpé.

Ces observations nous ont amené à étudier au chapitre 5 les mécanismes de constriction et les déterminants de la densité de puissance dans la tuyère plasma, pour conclure que celle-ci était déterminée par l'intensité, la pression, la nature du gaz plasmagène, et la géométrie du convergent, dont les effets sont d'importances comparables. Nous avons par ailleurs précisé et quantifié l'impact d'effets parfois cités comme constricteurs : refroidissement pariétal, pincement magnétique et vortex, pour montrer que leur influence était faible, voire néfaste sur la densité de puissance au col de la tuyère plasma dans le cas du vortex.

7.2. La voie technologique de l'intensification avec adaptation

Parmi les voies de l'intensification au col de la tuyère plasma, la constriction par l'augmentation de la pression génératrice P_i est la plus immédiate : parfaitement linéaire de 3 à 30 bar (et donc prometteuse à plus haute pression), permettant d'augmenter à fois la densité de puissance et la densité de courant moyenne, et de réduire le diamètre d'arc donc potentiellement la largeur de

saignée. Hélas, l'expansion du jet libre sous-détendu à partir d'une pression génératrice supérieure à 6 bara environ annule et détruit au niveau de la saignée tous les bénéfices de la pression au col, et l'utilisation de tuyères de Laval n'est pas un remède approprié en raison de l'expansion dans le divergent.

Pour résoudre cette difficulté, nous avons montré que l'utilisation d'une tuyère étagée avec une injection aval permettant de générer une surpression P_2 entre la tuyère plasma et la tôle permettait de contrôler l'expansion du jet plasma, et de conserver la densité de puissance jusqu'à la tôle, à la diffusion radiale de la chaleur près. Ce principe technologique de jet plasma intensifié à tuyère étagée avec adaptation de pression apporte un gain de finesse de largeur de saignée et d'amélioration de l'efficacité énergétique (ou de productivité) de l'ordre respectivement de 40% et 30 % par rapport à l'état de l'art industriel.

L'étude et la mise au point de ce procédé pourrait être poursuivie :

- Sur une gamme d'épaisseurs et d'intensités plus large
- Sur d'autres matériaux que l'acier doux, avec d'autres gaz plasmagènes que l'oxygène et l'air
- En intégrant les autres critères de performance industrielle que la précision et l'efficacité énergétique : qualité et répétabilité de coupe, durée de vie des consommables
- En intensifiant à un niveau de pression plus élevé

Nous pensons ainsi que ces développements sur le plasma intensifié auraient le potentiel de réduire encore la largeur de saignée d'un facteur 2 par rapport au plasma industriel, et de proposer la meilleure efficacité énergétique à la prise de courant en comparaison aux procédés laser et plasma industriels, en particulier au-dessus de 6 mm d'épaisseur.

L'optimisation de la tuyère étagée par simulation numérique CFD couplée à la simulation numérique de l'écoulement de métal fondu dans saignée de découpe plasma n'a jamais été abordée à notre connaissance, alors que cela a été fait en coupage laser (voir par exemple Mazumder [225] ou Fabbro [226]). Avec une méthode de simulation instationnaire résolue en temps dialoguant avec une visualisation rapide *in situ* de l'écoulement de métal liquide, cette approche permettrait en plus d'aborder avec l'outillage nécessaire le grand verrou technologique que demeure la répétabilité de coupe.

7.3. Les perspectives de compréhension de la physique

7.3.1. Ce qu'on comprend, et le reste, de l'énergétique et de la constriction

L'analyse des facteurs d'échelle présentée dans le chapitre 3 a montré son intérêt pour comparer l'efficacité énergétique des procédés plasma et laser, et orienter la recherche technologique en coupage plasma vers la diminution des largeurs de saignée et l'augmentation de la densité de puissance. Il serait néanmoins intéressant d'étendre cette étude dans différentes directions.

- L'impact du chargement thermique de la tôle sur les déformations (dilatation et relâchement de contraintes) est-il bien proportionnel à la largeur de saignée ?
- Le procédé d'oxycoupage, dont la source d'énergie primaire est d'origine fossile (acétylène ou propane) est-il comparable énergétiquement aux procédés plasma et laser avec lesquels il est en concurrence sur les fortes épaisseurs (à partir de 40 mm) ?
- Qu'en est-il des grandeurs énergétiques étudiées pour les autres matériaux métalliques importants dans l'industrie de la construction métallique : les INOX et aluminiums ?

Dans le domaine de la compréhension de la constriction, du contrôle de la densité de puissance à la tôle, et de la modélisation de l'écoulement des jets de plasmas d'arc transféré, nous avons proposé différentes conclusions, dont certaines débouchent sur de nouvelles perspectives :

- Le débit dans la tuyère sonique est un indicateur sensible (à gain élevé) et facile à mesurer du diamètre de la colonne d'arc au col, permettant de valider de manière discriminante les modèles et les méthodes CFD, et d'étudier finement les déterminants de la constriction.
- La modélisation physique de l'écoulement nécessite l'utilisation d'un solver compressible (de Riemann) à partir de chocs forts de l'ordre de Mach 2, ou NPR = 6 ; et une attention particulière au maillage axial pour capturer le débit au col. Moyennant ces précautions, l'outil CFD est d'ores et déjà remarquablement prédictif (25% d'écart) sur une grande plage de variation paramétrique d'intensité, de pression et de diamètre de tuyère, pour estimer *in silico* les débits et les tensions d'arc, malgré l'utilisation de modèles par ailleurs simplifiés pour le rayonnement (coefficient d'émission nette), la thermodynamique (équilibre thermodynamique local), et l'absence de diffusion turbulente (calculs laminaires). La validation de l'outil CFD est aussi excellente par rapport aux données expérimentales locales obtenues par spectroscopie.
- Parmi les choix de modélisation encore trop simplistes, l'amélioration de la compréhension et de la description de la turbulence est prioritaire pour améliorer la capacité de prédiction des modèles CFD dans la tuyère (débit et densité de puissance au col), et dans le jet (diffusion radiale de la densité de puissance en aval).
- En seconde intention, l'évaluation de l'effet d'écarts éventuels à l'équilibre thermodynamique aux franges de la colonne d'arc, et la résolution de l'équation de transfert radiatif avec une discrétisation spatiale et spectrale adaptée, surtout à pression élevée, seront probablement nécessaires pour atteindre une prédictivité de la simulation CFD équivalente aux niveaux d'incertitude actuelle des moyens de mesures macroscopiques (débits, pressions, tensions) et locaux (spectroscopie).
- En ce qui concerne la description de la physique de la constriction, nous avons proposé plusieurs éléments de compréhension originaux au chapitre 5, en mettant en œuvre un dialogue entre simulation CFD, modélisation analytique, et expérience qui s'est avéré fructueux. Nous avons ainsi décrit notamment :
    - la structure radiale à trois couches de la colonne d'arc pour les gaz plasmagènes moléculaires
    - l'effet couplé sur la densité de puissance des propriétés d'enthalpie volumique et de diffusivité thermique du gaz plasmagène, rôle de la pression inclus
    - l'effet constrictif de l'intensité sur la densité de courant qui ne s'explique pas trivialement par un ratio volume/surface croissant mais par un équilibre dont on peut décrire les tendances par un modèle analytique à deux équations couplant un bilan énergétique de la colonne d'arc et un nombre de Peclet radial pour la diffusion de la chaleur traduisant la compétition entre conduction et advection de gaz frais dans la direction radiale transverse à l'écoulement principal
    - et enfin le rôle important de la striction des lignes de courant dans le convergent.
- Relativement à l'étude du jet de plasma d'arc transféré sous-détendu entre la tuyère et la tôle, nous avons proposé au chapitre 6 une description détaillée et une quantification de la géométrie des structures de choc en comparaison avec la littérature existante pour les jets à température homogènes. Ce chapitre pourrait être largement enrichi de diagnostics complémentaires : imagerie plus précise, strioscopie, couplage à des méthodes spectroscopiques de reconstruction du champ 2D de pression, température et émission nette après inversion d'Abel… Surtout, l'étude détaillée de la structure annulaire de l'écoulement transsonique, dont la partie plasma est chauffée alors que la couche froide ne l'est pas, permettrait de mieux comprendre la structure en double tonneau observée par CFD, et peut-être d'expliquer l'écart entre le dimensionnement isentropique à l'adaptation de pression en sortie de tuyère plasma, et la réalité observée d'un jet plus sous-détendu que prévu en sortie de divergent.

7.3.2. Jusqu'où la densité de puissance peut-elle augmenter ?

Trois mécanismes physiques principaux de constriction, de poids relatifs comparables, ayant été identifiés, il serait légitime d'approfondir la compréhension de l'effet de ces paramètres.

- Nous avons montré que l'effet de l'augmentation de la pression sur la constriction était parfaitement linéaire jusqu'à 30 bar, et il serait donc intéressant de le vérifier jusqu'à e.g. 50, 100 ou 200 bar, en portant une attention particulière à l'effet du rayonnement.
- La géométrie de la chambre d'arc, du convergent et du col de la tuyère plasma pourrait être optimisée grâce à l'outil CFD développé, en cherchant à optimiser la forme de la tuyère plasma pour maximiser la densité de puissance au col.
- Nous avons montré que la constriction était le fruit de l'équilibre entre la diffusion radiale de la chaleur et le bilan d'énergie de la colonne, qui dépendent des propriétés d'enthalpie, de masse volumique et de conductivité thermique. On pourrait étudier l'effet de la composition du gaz plasmagène à partir de cette compréhension de l'importance des propriétés thermodynamiques et de la diffusivité thermique du plasma à haute température sur la densité de puissance. A l'image des démarches de recherche mises en œuvre pour remplacer le SF_6 dans les disjoncteurs électriques haute tension [56], on pourrait étudier l'influence de la nature du gaz plasmagène en découpe en utilisant une approche couplant modélisation thermodynamique détaillée, CFD, modélisation analytique SHAC, et expérience. L'apport de mélanges de gaz moléculaires comme le dioxyde de carbone et l'hydrogène, ayant des propriétés d'enthalpie volumique et de diffusivité thermique très différentes de l'argon ou du trio azote/oxygène/air sur la plage de température [300-50000] K, pourrait ainsi être étudiée, avec désormais une grille de lecture méthodologique et des outils numériques (CFD) permettant d'orienter la compréhension de la constriction, et d'optimiser la composition du gaz plasmagène dans cet objectif.

Les torches à plasma d'arc transféré avec tuyère sonique très constrictrice sous pression génératrice élevée produisent des jets plasma stationnaires potentiellement intéressants pour d'autres applications technologiques que la découpe, ainsi que dans une démarche de recherche fondamentale de compréhension et de découverte.

Le dispositif de torche avec anode rotative permet ainsi d'observer des ondes de chocs droites stationnaires dans le plasma, de rapport de Mach réglable et potentiellement très élevé. On peut y étudier au laboratoire l'écart à l'équilibre thermodynamique post onde de choc, qui est d'intérêt pour les problèmes de réentrée atmosphérique ou martienne, voir par exemple [58]. Le couplage de la sortie de ce type de tuyères à une chambre à vide pompée à basse pression permettrait aussi de créer des plasmas dont la composition au col, à l'équilibre thermodynamique et à haute température, serait partiellement gelée par la détente dans un vide primaire. Cette configuration s'inspirant des travaux d'une branche de l'école plasma d'Eindhoven, par exemple [57], mais avec une source de plasma thermique à plus haute pression et température, permettrait de mener des études fondamentales dans la zone de détente : phénomènes hors équilibre, spectroscopie d'ions ionisés plusieurs fois, éventuellement d'éléments ensemencés dans le gaz plasmagène …

Enfin, il nous semble que l'intensification « un cran plus loin », en intensité et en pression, des jets plasmas stationnaires constrictés dans un col sonique soit une direction de recherche fondamentale intéressante à suivre. Quelles températures et densités électroniques seraient par exemple obtenues au col d'une tuyère optimisée pour un plasma d'hydrogène à 100 bar et 2000 A ?

Frédéric Camy-Peyret
Nantes, Mars 2025

ANNEXES

8. Annexe 1 – Calcul du refroidisseur d'une source laser

8.1. Objet

Pour comparer les puissances électriques consommées entre les procédés laser et plasma, il est nécessaire d'inclure la puissance consommée par le groupe de refroidissement de la source laser.

Le dimensionnement du groupe de refroidissement pour une source laser dépend de plusieurs facteurs :

1) le rendement de la source laser, qui définit la puissance calorifique à évacuer
2) les conditions d'extraction de cette puissance frigorifique : spécification de la température maximale de l'eau de refroidissement renvoyée au laser, et la température ambiante de l'air avec lequel le groupe froid échange de la chaleur, usuellement les conditions de l'atelier.

A la lecture des manuels d'utilisation de deux sources laser de fabricants différents, on note que la spécification de la température de refroidissement de la source laser est assez étroite : entre 21°C et 25°C, et au-dessus du point de condensation. On note aussi des seuils d'arrêt de sécurité automatiques de la source laser lorsque la température des composants critiques dépasse 35°C. Ainsi, une source laser doit non seulement être refroidie, c'est-à-dire que l'on doit évacuer la chaleur de sorte qu'elle ne chauffe pas trop par rapport à l'environnement, mais aussi être réfrigérée, i.e. être maintenue à une température constante parfois inférieure à l'ambiante. Ce besoin est probablement lié à la performance des composants opto-électroniques embarqués.

A contrario, le refroidissement d'un générateur plasma est dimensionné pour évacuer la chaleur (de la torche et de l'électronique de puissance principalement) de manière à éviter une surchauffe relativement à la température ambiante, mais pas à maintenir une température absolue des composants. Ainsi, les générateurs des principaux fabricants plasma n'embarquent pas de groupe de production de froid, mais seulement un échangeur air/eau ventilé et une pompe de circulation.

Le refroidissement d'une source plasma est ainsi structurellement moins couteux que celui d'une source laser, à la fois en termes de consommation énergétique et de coût de l'équipement. En effet le groupe de réfrigération permettant la production de froid à température inférieure à l'ambiante implique un cycle frigorifique avec circuit de fluide frigorigène et composants (compresseur, échangeur/évaporateur, détendeur, condenseur) complémentaires.

8.2. Benchmark climatisation

La climatisation des locaux étant un enjeu majeur de réduction de consommation d'énergie, de nombreux travaux et normes décrivent la performance des systèmes de production de froid avec échangeur à l'air ambiant. Ces normes utilisent un indicateur primaire pour décrire la performance d'un groupe de (ou pompe à chaleur) : le coefficient of performance (COP, US) ou energy efficiency ratio (ERR, EU), qui correspond dans les deux cas à la puissance thermique évacuée du système sur la consommation électrique du groupe froid. Les différences entre les deux appellations diffèrent (peu) selon ce qui est inclus au dénominateur et selon les conditions d'essai normalisées

$$COP_R = \frac{\text{Net refrigerating capacity (W)}}{\text{Total power input (W)}} \qquad EER = \frac{\text{Total cooling capacity, } P_C \text{ (W)}}{\text{Effective power input, } P_E \text{ (W)}}$$

Équation 54 – Définitions des rendements des groupes froids

En effet, ce rendement dépend des températures des sources chaudes et froides et est limité asymptotiquement par la thermodynamique. La valeur du COP/EER est donc utilisable pour estimer

des consommations uniquement dans les conditions d'essai. Ce rendement sera d'autant plus élevé que :

- la température moyenne de la source à refroidir (eau côté du laser) est élevée
- la température de l'air ambiant est faible

En effet, l'écart de température entre l'évaporateur coté refroidissement et le condenseur coté air ambiant permet un meilleur échange.

Les conditions standard des deux normes principalement utilisées (Américaine [42] ou Européenne), sont données dans [43].

	Condenser			Evaporator	
	Air-cooled	Water-cooled		Chilled water inlet temperature	Chilled water outlet temperature
	Air inlet temperature	Water inlet temperature	Water outlet temperature		
EN14511 (2013)	35°C	30°C	35°C	12°C	7°C
US : AHRI 550/590 (2003)	35°C	29.4°C	No specific temperature (but condenser flow rate 0.054 L/s per kW)	(Evaporator flow rate 0.043 L/s per kW)	6.7°C

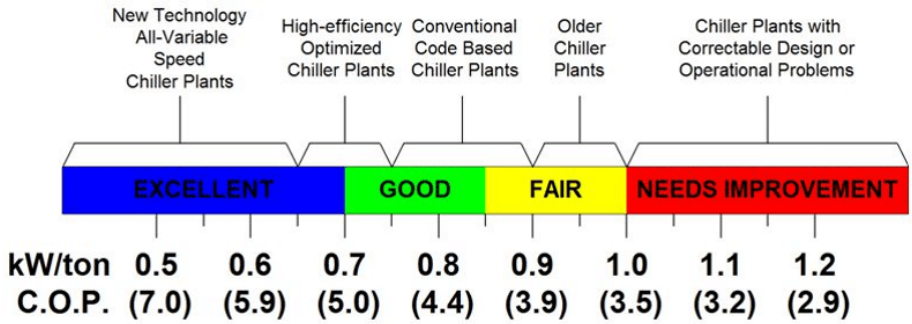
Équation 55 – Normes de conditions de mesure de la performance des groupes de refroidissement

Celles-ci sont identiques pour la température ambiante et proches pour la température de sortie d'eau froide.

Dans le cas d'une source laser, la puissance maximale du groupe froid est dimensionnée par la température ambiante maximale de 50°C, supérieure à la température d'essai (défavorable). En revanche, l'exigence de température de sortie de groupe froid de 20°C est moins contraignante que celle de 7°C (favorable).

En d'autres termes, l'utilisation des valeurs normatives de COP des pompes à chaleur pour estimer la consommation du groupe de refroidissement d'un laser n'est pas *a priori* déraisonnable.

Selon ces normes, la performance des groupes de refroidissement varie entre 2.9 et 7, entre 2.5 et 3.5 pour des installations standard d'après Wikipedia [39]. L'EER minimale d'une pompe à chaleur en Europe est de 3.0.



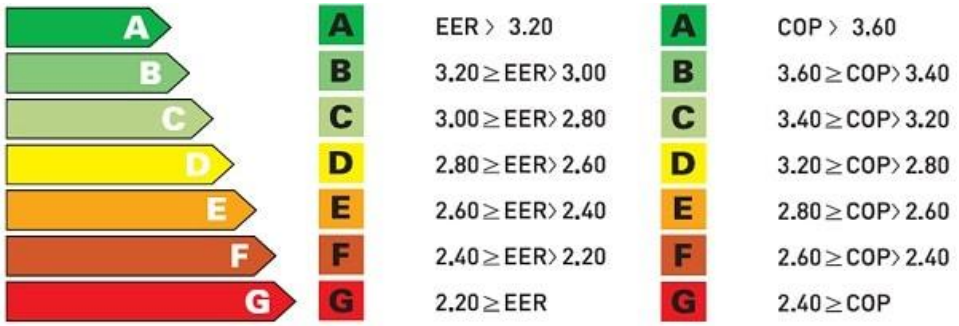


Figure 227 – Catégories de performance énergétique des groupes froids selon les normes US (en haut) et EU (en bas)

8.3. Données bibliographiques du refroidissement laser

On s'appuie sur deux sources [40],[44], détaillant de manière explicite les recommandations des fabricants pour le dimensionnement du groupe de refroidissement pour un laser fibre, ainsi que sur la datasheet d'un groupe froid industriel typique récent de marque HYFRA [45].

Source		**IPGP** [40]	**IPGP** [40]	**Laser Photonics** [44]	**HYFRA** [45]
Reference		YLS ECO	Fiber laser	Fiber laser	20°C water chiller @42°C ambiant
Laser power	kW	20	20	3	na
Laser efficiency	kW	50%	33%	30%	na
Laser electrical consumption	kW_e	40	61	10	na
Cooling power	kW	20	41	7	35
Chiller power	kW_e	12	24	5	17.8
COP	-	1.7	1.7	1.4	2.0

Tableau 44 – Données de performance énergétique des sources laser et groupes de refroidissements d'après différentes références

Les valeurs de COP, c'est-à-dire du ratio de la puissance calorifique à extraire de la source sur la consommation électrique du système de refroidissement varient entre 1.4 et 2.0.

8.4. Conclusions et calcul de consommation

On choisit d'utiliser un COP de 2.0 pour l'estimation de la puissance électrique consommée par les groupes froids des sources laser. Cette estimation devrait être représentative de groupes froids industriels performants utilisés dans des conditions ambiantes standard, et sont favorables au laser par rapport aux calculs de consommation d'énergie proposés par les fabricants de sources laser eux-mêmes, dont le leader mondial IPG Photonics (COP 1.7).

Le calcul de la puissance électrique totale consommée par une source laser et son groupe de refroidissement se calcule comme suit :

$$P_e = P_{el} + P_{ec} = \frac{P_l}{\eta_l} + \frac{P_c}{COP}$$

$$P_e = \frac{P_l}{\eta_l}\left[1 + \frac{1-\eta_l}{COP}\right]$$

Équation 56 – Puissance électrique totale consommée par la source laser et son groupe de refroidissement

Dans cette équation on a introduit :

- P_e la puissance électrique totale consommée par le laser plus son groupe froid
- P_{el} la puissance électrique consommée par le laser, et P_{las} la puissance laser (utile)
- P_{ec} la puissance électrique consommée par le groupe froid (chiller), et P_c sa puissance frigorifique (thermique), le COP étant le rapport de la dernière sur la première.
- η_l l'efficacité énergétique de la source laser (seule), spécifiée par le fabricant

Le tableau ci-dessous donne le coefficient multiplicateur à appliquer à la puissance laser en fonction des valeurs de rendement de la source laser et du coefficient de performance réel du groupe froid (qui dépend du groupe froid mais aussi de la température ambiante et des exigences de température d'eau de refroidissement de la source laser).

P_e/P_{las}	**Chiller COP**				
Laser source efficiency	**1.5**	**2**	**3**	**4**	**5**
10%	16.0	14.5	13.0	12.3	11.8
20%	7.7	7.0	6.3	6.0	5.8
30%	4.9	4.5	4.1	3.9	3.8
40%	3.5	3.3	3.0	2.9	2.8

P_{las}/P_e (rendement utile)	**Chiller COP**				
Laser source efficiency	**1.5**	**2**	**3**	**4**	**5**
10%	6%	7%	8%	8%	8%
20%	13%	14%	16%	17%	17%
30%	20%	22%	24%	26%	26%
40%	29%	31%	33%	35%	36%

Tableau 45 – Coefficient multiplicateur P_e/P_{las} (haut) et rendement énergétique P_{las}/P_e (bas)

On note que la sélection arbitraire d'un COP de 2.0 pour nos calculs, par rapport à une hypothèse de 1.7 pour les brochures IPG Photonics ne change pas trop significativement les estimations de consommation électrique totale : coefficient P_e/P_{las} de 3.4 au lieu de 3.3.

9. Annexe 2 – Dimensionnement d'une installation plasma à anode tournante

9.1. Objectifs et spécifications

Cette annexe documente le dimensionnement énergétique et thermique de la machine d'essais en continu de torches à plasma d'arc transférée sur anode tournante.



Figure 228 – Photos de la machine d'essais stationnaire à anode tournante. De gauche à droite : Ensemble, torche et anode, zoom sur l'extrémité de la torche et de l'anode.

Ce banc est présenté dans l'exemple de réalisation ci-dessus avec les caractéristiques suivantes.

- La torche est fixe, montée sur une platine ZY
- L'arc est accroché sur une anode non fusible formée d'un disque en rotation refroidi par eau déminéralisée, le jet plasma venant lécher la couronne latérale externe du disque
- Les gaz chauds sont évacués par une aspiration dont l'admission est située immédiatement sous le jet plasma
- Le tout est situé à l'intérieur d'une enceinte acoustique pour réduire les émissions sonores
- Le générateur plasma est posé au sol à côté, ainsi qu'une table pour installer les instruments et l'informatique (oscilloscope, PC,…) qui se connectent directement sur un bornier en façade de l'armoire électrique pour la récupération des mesures directement depuis l'automate.

L'eau de refroidissement de l'anode non-fusible est fournie par un groupe froid qui n'est pas représenté sur le schéma, et dont le dimensionnement n'est pas abordé dans cette note. Il sera en effet possible d'utiliser des équipements de différentes puissances et technologies en fonction de la puissance électrique des essais et de la localisation de l'évacuation des calories, selon que l'échangeur avec l'air ambiant est situé à l'intérieur ou à l'extérieur.

Le banc d'essais est dimensionné pour permettre l'essai d'une torche de 300 A. La tension d'arc n'est pas connue *a priori* car elle dépend de la torche et de sa hauteur par rapport à l'anode fusible. On retient arbitrairement une tension d'arc nominale de 150 V, soit 45 kW dissipés à 300 A.

Les calculs de la présente note seront réalisés avec les hypothèses suivantes de température ambiante :

- température nominale d'utilisation 20°C
- température maximale d'utilisation 30°C, éventuellement à puissance réduite, pour le calcul des températures maximales des surfaces de contact et des gaz d'échappement. On calculera dans cette note la puissance réduite acceptable à 30°C (par voie de réduction de l'intensité

ou de la tension d'arc). On montrera aussi que cette limite pourra être très largement repoussée en surdimensionnant le groupe froid de refroidissement de l'anode.

On considèrera un facteur de marche de 100% pour le dimensionnement de la puissance à dissiper.

Température ambiante	20°C nominale 30°C maximum à puissance réduite
Puissance thermique à dissiper dans la torche et l'enceinte	45 kW @ 20°C
Facteur de marche	100%

Tableau 46 – Résumé des spécifications de l'installation à anode tournante

9.2. Bilan d'énergie global et distribution

La puissance électrique injectée dans l'arc est dissipée sous forme de chaleur dans 3 éléments distincts :

(1) dans la torche (principalement électrode, tuyères, et effet joule dans le faisceau), où la chaleur est évacuée par le circuit de refroidissement propre au système plasma, qui est indépendant de la machine et n'est pas décrit ici.
(2) dans l'anode non-fusible, à travers l'énergie transférée par le pied d'arc anodique et l'échange radiatif et convectif entre le jet plasma qui lèche la surface du disque tournant.
(3) dans les gaz plasmagènes dont l'enthalpie résiduelle après échange avec l'anode est diluée lors du mélange avec le flux d'air frais du circuit de ventilation, qui évacue les calories hors de l'enceinte (gaz d'échappement).

On présume que les pertes par rayonnement, absorbées aux parois de l'enceinte, sont récupérées in fine dans les gaz d'échappement, ce qui implique que la conception du système de ventilation assure une circulation d'air dans toute l'enceinte.

On estime forfaitairement les pertes dans la torche (1) à 5% de la puissance injectée.

La répartition des 95% restant à évacuer entre l'anode non-fusible d'une part, et les gaz d'échappement d'autre part dépend de la position de la torche par rapport au disque :

- plus l'axe de la torche sera proche du rayon extérieur du disque, voir à l'intérieur de celui-ci, et plus l'échange thermique entre le jet et l'anode sera intense, épuisant l'enthalpie du jet plasma.
- inversement, si l'arc est éloigné du disque, la puissance thermique à l'anode sera beaucoup plus faible et la plus grande part de la puissance sera évacuée dans les gaz chauds.

Le dispositif de réglage de la position radiale de la torche par rapport au disque permet donc de faire varier la distribution de la puissance du jet plasma entre l'anode non-fusible d'une part et les gaz chauds d'autre part. Pour réduire le risque de fusion de la surface du disque et diminuer le dimensionnement du groupe froid, l'objectif est de maximiser la part évacuée dans les gaz chauds.

On a choisi d'après les expériences précédentes et la bibliographie d'estimer la part de l'énergie électrique transférée à l'anode non-fusible à 15% de l'énergie électrique totale, et de prévoir des marges permettant d'évacuer les calories en augmentant la puissance du groupe froid si les premières observations s'avéraient malgré tout supérieures à cette estimation. Les essais ont confirmé a posteriori que cette estimation était correcte.

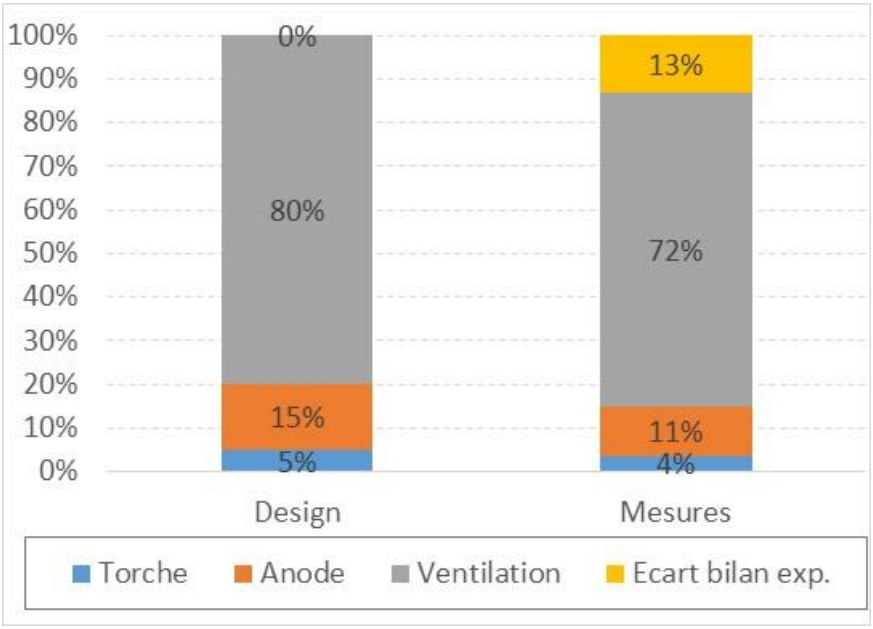


Figure 229 – Bilan d'énergie de l'installation à anode tournante. Répartition de la puissance d'arc UI (100%) entre les différents circuits d'évacuation de la chaleur : torche, anode, veine de ventilation et écart de bilan. A gauche : chiffres utilisés lors de la conception. A droite : mesures.

On présente Figure 229 le bilan d'énergie de l'installation en régime stationnaire (pour les circuits de refroidissement) : la puissance électrique de l'arc est récupérée respectivement à 4% ; 11% et 72% dans la torche, l'anode et les gaz de ventilation (plasma dilué dans l'air). Il manque 13% au bilan, très probablement en raison des pertes au milieu ambiant, et surtout de la chaleur transférée à la machine, et qui n'a pas atteint une température stabilisée au bout des 30 minutes d'essai continu. Les écarts de température de fluide entre entrée et sortie des trois circuits de mesure calorimétrique (eau torche, eau anode et air machine) étaient stables lors des mesures, permettant d'obtenir des puissances thermiques dissipées fiables. En revanche, une partie de la puissance d'arc perdue est transférée par rayonnement aux éléments constitutifs de la machine (bâti, portes, isolants…), dont la masse est de plusieurs centaines de kilogrammes, et n'étaient pas encore en régime thermique stationnaire.

9.3. Ventilation des gaz chauds

9.3.1. Estimation préliminaire du débit

La part dominante (80%) de la puissance étant à évacuer dans les gaz chauds, notée P_g, il est nécessaire de dimensionner avec attention le débit de la veine de ventilation dans lequel les gaz (très) chauds du jet plasma sont dilués pour minimiser leur température en sortie de la machine.

On écrit la variation de l'enthalpie du mélange des gaz (issus de la torche plasma et de l'air de ventilation) entre leur entrée dans le système à une température ambiante initiale T_i de 20°C, et leur échappement à une température T_f supérieure. A cette température du mélange de gaz d'échappement, la conservation de l'énergie s'écrit :

$$P_g = \sum \dot{m}_\iota \; C_p^i \left(T_f - T_i\right)$$

Équation 57 – Bilan calorimétrique de l'air de dilution

On peut dès lors calculer la température de sortie T_f des gaz d'échappement en fonction des paramètres d'entrée :

- puissance dissipée dans les gaz d'échappement P_g

- débits massiques m_i des gaz torche et de l'air de ventilation

On utilise les chaleurs spécifiques de gaz parfaits à température ambiante, présumées constantes.

Les débits des gaz de torche sont estimés au maximum à : 10 Nm^3/h de O_2 pour le gaz de coupe et 50 Nm^3/h d'air pour le gaz de protection, et supposés constants. Ces débits étant négligeables devant le débit de ventilation, cette hypothèse n'a pas grande importance sur la température finale et le dimensionnement du ventilateur.

Le débit nécessaire à l'évacuation des calories est un débit massique exprimé en kg/s (ou en Nm^3/h).

On choisit de dimensionner le ventilateur pour obtenir une température des gaz d'échappement de 70°C à la température ambiante de 20°, ce qui correspond au seuil de la norme ISO 13732 pour la température maximale d'une surface métallique exposée à un risque de contact accidentel en milieu industriel, dans le cas où la gaine de ventilation de sortie est nue et accessible à l'opérateur.

Cas		**Nom.**	**T_{amb} 30°C**	**P_{max} 30°C**	**P/2**	**P_{max}**	**Variation Q_v**			
Puissance totale	kW	**45**	45	36	22.5	45	45	45	45	45
Puissance anode	kW	**15%**	15%	15%	15%	5%	15%	15%	15%	15%
Puissance gaz d'échappement	%total	**80%**	80%	80%	80%	93%	80%	80%	80%	80%
	kW	**36.0**	36.0	28.8	18.0	41.6	36.0	36.0	36.0	36.0
Débit ventilateur	m^3/h air @20°C	**2150**	2150	2150	2150	2150	2000	2500	3000	3500
T_f échappement	°C	**70**	80	70	45	78	74	63	56	51
Débit en sortie	m^3/h air @T échap	**2516**	2589	2516	2333	2573	2366	2866	3366	3866

Tableau 47 - Bilan d'énergie global de la machine

Le débit volumique dans le ventilateur, situé en aval de l'apport de chaleur, est supérieur au débit à 20°C (à 131325 Pa, 50% d'hygrométrie relative, densité de l'air conventionnelle de 1.2 kg/m^3) en raison de la baisse de densité de l'air. Au premier ordre (gaz parfait), le débit volumique passant dans le ventilateur augmente d'un facteur (débit massique constant) :

$$\frac{Q_v(T)}{Q_v(293\ K)} = \frac{\rho(293)}{\rho(T)} = \frac{T}{293}$$

Par rapport à la courbe caractéristique donnée par le fabricant à 20°C (293 K), la pression totale P_t de relevage du ventilateur évolue en fonction de la température T (en K) à débit volumique fixé constant, comme suit :

$$\frac{P_t(T)}{P_t(293\ K)} = \frac{293}{T}$$

On vérifie donc que la courbe débit pression du ventilateur ne dépend que du débit massique. Il est équivalent de dimensionner le ventilateur pour les couples (Q_v,T) à température ambiante ou bien à température d'échappement, pour lesquels la pression de relevage sera identique. En revanche, le rendement ne sera pas le même, et il faut s'assurer que les deux débits sont accessibles sur la courbe caractéristique :

- débit minimal à 20°C au-dessus du seuil de zone de pompage (à froid)

- débit volumique à température d'échappement accessible sans trop perdre en rendement

Le dimensionnement nominal minimum du débit d'air du ventilateur est de :

- 2150 m³/h @20°C
- 2515 m³/h @70°C

La puissance thermique maximale d'utilisation à 30°C ambiante est de 36 kW (-20% vs. nominal).

La température de gaz d'échappement est ensuite donnée pour différents cas d'usage, et en variation avec le débit de ventilation.

9.4. Estimation préliminaire des pertes de charge

9.4.1. Circuit de ventilation

Le ventilateur et son moteur doivent être dimensionnés pour garantir le débit de ventilation dans le circuit en conduites d'acier galvanisé dans les conditions suivantes :

- une admission en cône convergent à 15° située sous le disque
- un coude droit à 90° dans un té de connexion, avec bouchon en bas. Cette configuration est destinée à récupérer en fond de conduite des projections éventuelles de débris en cas d'incident torche (flash/fusion des consommables en fin d'essai de durée de vie par exemple) et éviter leur ingestion directe par le ventilateur.
- environ 2 m de longueur de gaine interne avant sortie au-dessus du plafond machine
- au moins 15 m de conduit d'évacuation vers une sortie murale ou en toiture pour évacuer les gaz chauds hors d'atelier. Cette conduite pourra être dimensionnée en section supérieure à la section interne de la machine pour adapter la perte de charge si le cheminement était plus long ou tortueux.
- un échappement à l'air libre, avec éventuellement un chapeau de toiture.

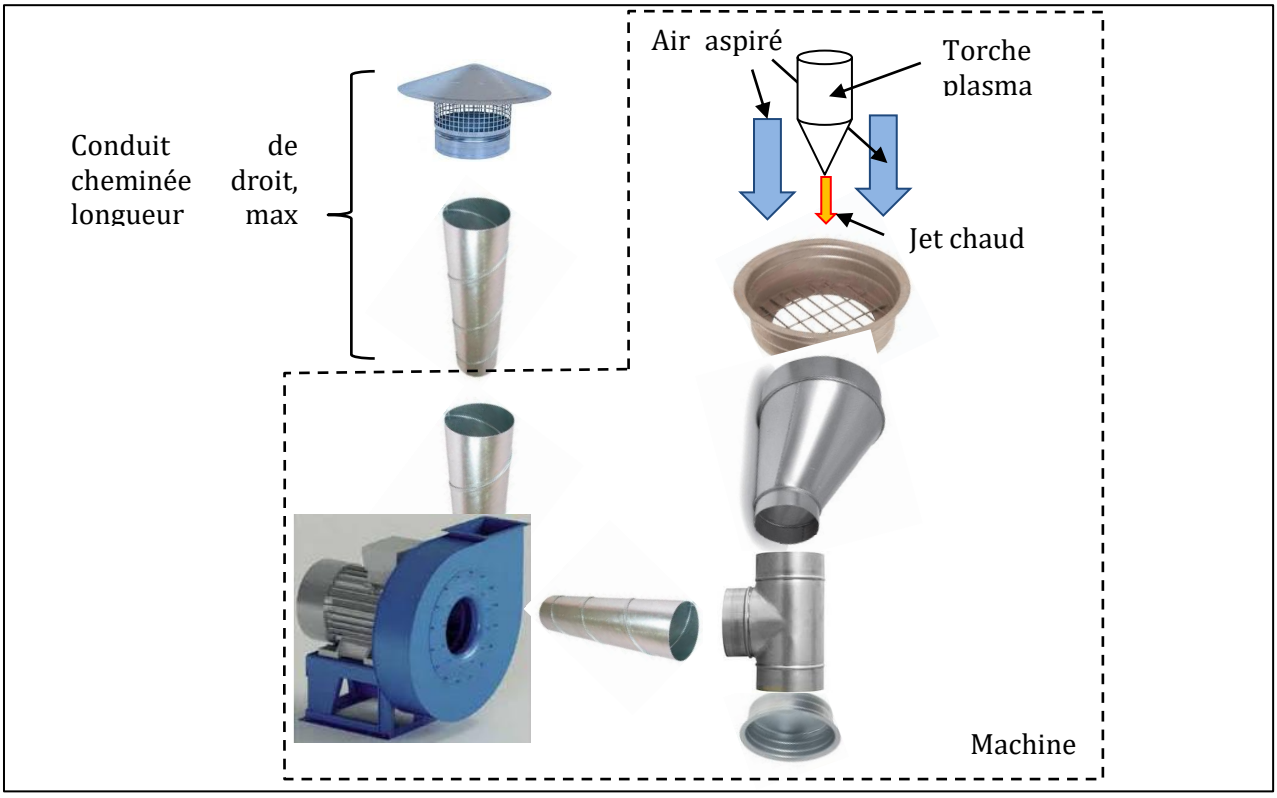


Figure 230 – schéma du circuit de ventilation

En amont, on suppose que l'enceinte a une section de 500 mm × 500 mm, et que l'admission de l'air s'y fait par le haut au moyen de 4 baffles acoustiques d'admission (4 passages de section 400 mm × 100 mm formant canaux rectangulaires de longueur 300 mm).

Le débit total d'air aspiré plus les débits torche sont considérés pour les calculs de perte de charge dans l'enceinte, ce qui est acceptable (et conservatif) car les débits massiques torche sont faibles.

La quantité de mouvement apportée par le jet plasma, qui diminue la perte de charge, est négligée ce qui est conservatif aussi.

Le calcul des pertes de charge est réalisé à 20°C dans l'enceinte, et à la température d'échappement de 70°C dans le conduit de ventilation. En effet, les pertes de charge évoluent dans chaque élément du circuit comme :

$$\Delta P = \xi \rho \frac{U_0^2}{2} = \xi \rho \frac{Q_{v0}^2}{2S_0^2} = \xi \frac{\dot{m}^2}{2\rho S_0^2}$$

Équation 58 – Perte de charge en conduite

A débit massique constant, le calcul des pertes de charge n'est donc pas indépendant de la masse volumique, et celles-ci augmentent avec la température. Il est donc nécessaire de calculer la perte de charge de l'enceinte et dans le circuit d'évacuation à leurs températures respectives.

Pour pouvoir étudier la courbe de perte de charge du circuit en fonction d'un débit à une même température (20°C ou 70°C), on utilise ensuite un coefficient de pertes de charge massique global K_{qm}, somme des coefficients calculés dans l'enceinte et la conduite à leurs débits volumiques et densités respectives.

$$K_{qm} = \sum K_{qm^i} = \sum \frac{\xi_i}{2\rho_i S_{0i}^2}$$

$$\Delta P = K_{qm} . \dot{m}^2$$

9.4.2. Résultats ventilateur

Les ventilateurs centrifuges industriels fonctionnent dans une plage de niveaux de pression différentielle de refoulement (ou d'aspiration) dont l'ordre de grandeur est compris, selon les modèles (BP, MP ou HP) entre 10 et 1000 mm H_2O. Notre circuit étant simple avec peu de pertes de charge, on privilégie les modèles basse et moyenne pression de relevage, qui impliquent des diamètres de conduite recommandés à l'aspiration de l'ordre de 200 à 400 mm pour un fonctionnement entre 2000 et 3000 m^3/h, d'après les catalogues des fabricants.

Pour notre application où il est important de garantir un débit de ventilation, on préconise un ventilateur centrifuge à réaction (à aubes inclinées vers l'arrière, ou courbure négative, backward), dont la courbe caractéristique est en pente décroissante (par opposition aux appareils à action). Une variation de pression entraîne ainsi une plus faible variation de débit. Si au moment du calcul de l'installation les pertes de charge ont été mal évaluées, le débit obtenu sera peu différent du débit prévu. Si les pertes de charge viennent à s'accroître, par exemple lorsqu'on ajoute une conduite d'évacuation en toiture, de pertes de charge encore non spécifiée, le débit subira une réduction plus faible.

On choisit de dimensionner le ventilateur à la température d'échappement de 70°C :

- Le débit cible de dimensionnement est de 2515 m^3/h d'air à 70°C
- La courbe caractéristique du ventilateur donnée à 20°C est corrigée pour obtenir la pression de relevage correcte à 2515 m^3/h (identique à celle à 2150 m^3/h à 20°C)

- Les calculs de perte de charge sont effectués à 70°C, et le coefficient de perte de charge massique global est utilisé pour calculer la perte de charge après conversion du débit volumique imposé à 70°C en débit massique.

Les calculs de pertes de charge ont été effectués en choisissant des sections de conduite égaux aux sections d'entrée et de sortie recommandées des ventilateurs. On a estimé que l'anode obstruait 25% de la section d'entrée du convergent conique.

Par exemple, avec un ventilateur centrifuge à réaction et son moteur de type CORAL PRM220/2R-80 branché pour fonctionner à 2920 rpm ayant les caractéristiques suivantes :

- puissance 2.2 kW,
- masse 70 kg,
- aspiration D 255 mm,
- refoulement : section 205 mm × 288 mm,
- entrée de convergent conique de diamètre 300 mm,

le point de fonctionnement à l'intersection de la courbe caractéristique du ventilateur et de celle des pertes de charge est proche d'un débit de 3500 m³/h sans cheminée, et de 3200 m³/h avec.

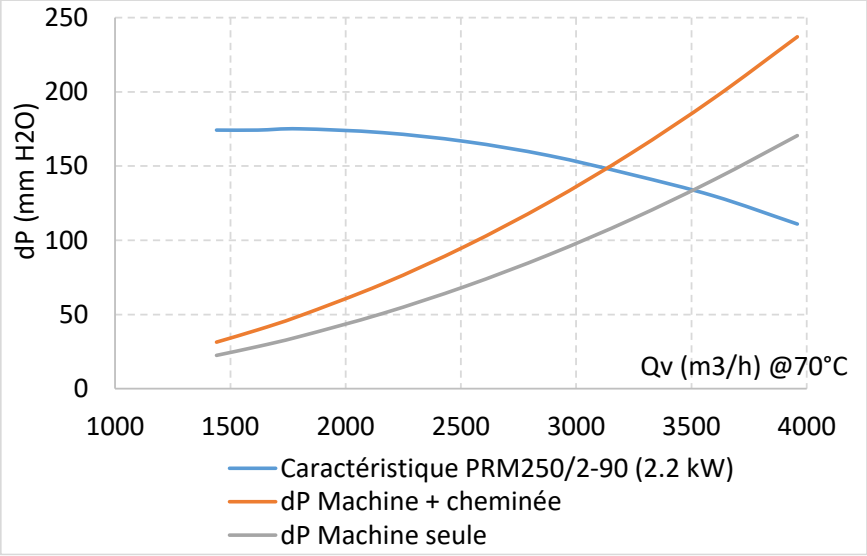


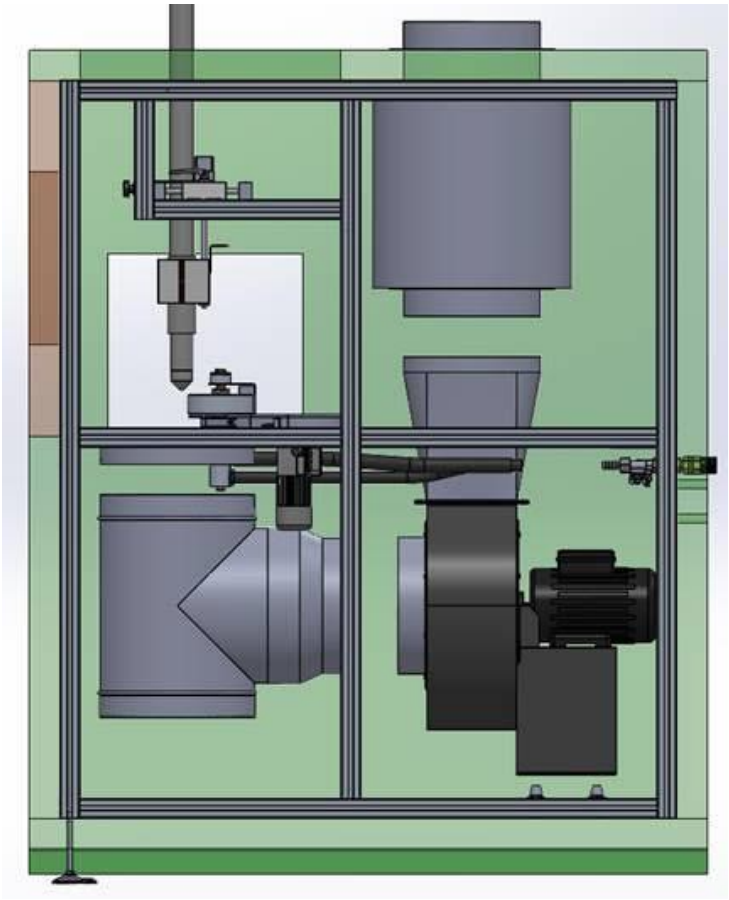
Figure 231 – Exemple de point de fonctionnement du circuit de ventilation

Le calcul présenté ci-dessus est donné pour indication (et probablement trop surdimensionné), le dimensionnement sera demandé aux fabricants qui définiront la section de conduite et le ventilateur adapté à un débit minimum de 2515 m³/h d'air à 70°C avec les longueurs de circuit spécifiées ci-dessus.

Les calculs des fabricants devront ensuite être vérifiés pour sélectionner la meilleure offre selon les critères performance/coût, en calculant par ailleurs le point de fonctionnement à froid.

Une mesure de débit et de température d'air dans la conduite est à prévoir, par exemple juste avant la sortie machine en plafond d'enceinte : anémomètre thermique (existe en module couplés permettant la mesure de la vitesse et de la température pour la compenser), anémomètre à ultrasons, ou anémomètre à tube de Pitot.

9.5. Calcul du point de fonctionnement



Suite aux consultations, le circuit est approvisionné avec les composants successifs suivants :

1) Baffles d'admission dans l'enceinte (non représentés à droite) : 3 baffles de largeur 150 mm positionnés dans une section d'admission carrée de 600 mm × 600 mm, soit 4 passages rectangulaires de section moyenne 600 mm × 37.5 mm (total 90000 mm^2).
2) Circulation dans l'enceinte, modélisée comme une section carrée de 700 mm × 850 mm de longueur 800 mm
3) Admission dans le Té de diamètre 355mm, surface d'entrée réduite de la surface du disque
4) Réducteur vers aspiration D 315 mm
5) Moto-ventilateur centrifuge Soler & Palau référence CMT/6-315/130 6P. pales à action, 6 pôles, 930 rpm, 1.1 kW, 44 kg, triphasé
6) Refoulement moteur rectangulaire 200 mm × 320 mm
7) Connecteur vers section cylindrique D 315 mm
8) Silencieux D 315 mm sur longueur 472.5 mm (1.5D)
9) En option, cheminée D 315 mm sur 15m de hauteur, avec chapeau de toiture et échappement.

Le calcul des pertes de charge est effectué en utilisant les coefficients de pertes de charge singulières de Idel'Cik [137], sous les hypothèses suivantes :

- air à 20°C en entrée
- air à 70°C à partir de la conduite de 355 mm

Sous cette hypothèse, un débit volumique de 2515 m^3/h à 70°C aspire à travers le baffle d'entrée un débit volumique de 2148 m^3/h d'air frais à 20°C, ce qui y réduit légèrement les pertes de charge.
On néglige la quantité de mouvement apportée par le jet de la torche (hypothèse conservative car cette impulsion colinéaire à l'aspiration réduit les pertes de charge).

Le point de fonctionnement est calculé à l'intersection de la caractéristique du ventilateur et de la courbe de perte de charge pour les trois circuits simulés.

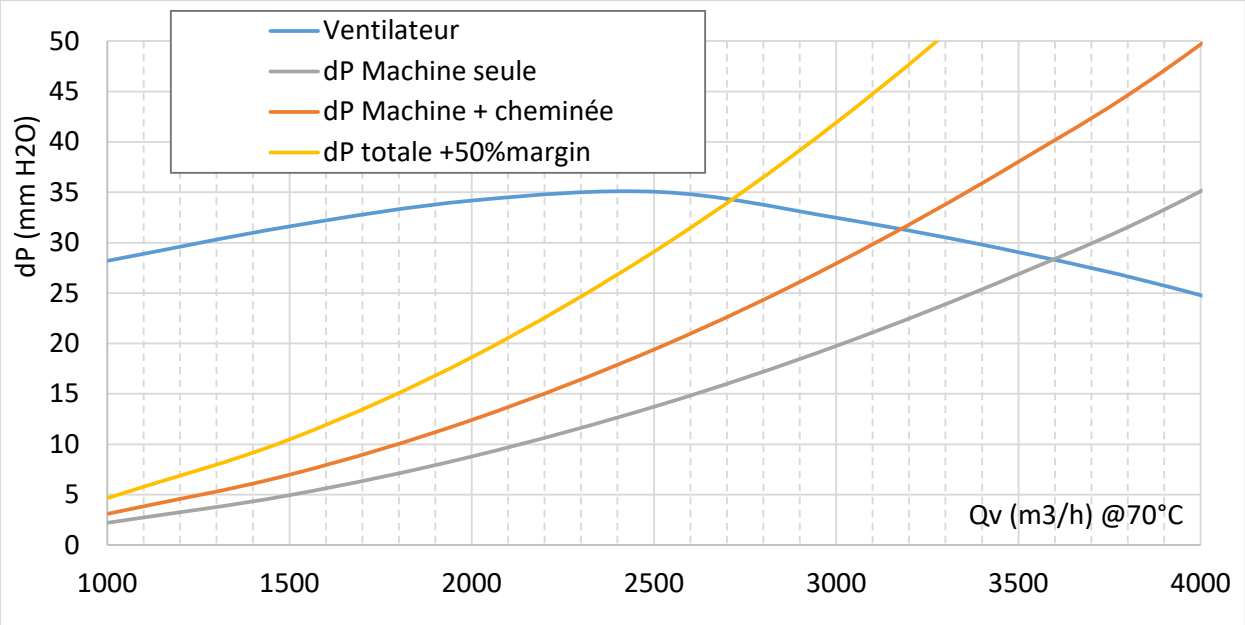


Figure 232 – Points de fonctionnement circuit de ventilation final

Les points de fonctionnement se trouvent tous sur la courbe caractéristique fournie par le fabricant, sans risque de pompage. Les débits estimés sont supérieurs à l'objectif de 2500 m³/h @70°C, même avec une marge de sécurité de 50% ajoutée à la perte de charge estimée pour le cas dimensionnant (perte de charge nominale maximale) avec la cheminée d'échappement de 15m de haut.

Circuit calculé	**Débit (m³/h @70°C)**	**Perte de charge (mm H_2O)**
Machine seule	3600	28
Machine + cheminée 15m	3200	33
Machine + cheminée avec 50% de coefficient de sécurité sur la perte de charge de marge	2700	34

Tableau 48 - Points de fonctionnement du circuit de ventilation

On pourrait améliorer la précision de cette estimation en recalculant la température réelle dans le circuit de ventilation, qui sera en réalité inférieure à 70°C avec un débit plus élevé que la cible de 2515 m³/h. Les débits réels seront donc légèrement inférieurs aux estimations, mais la température d'échappement sera aussi bien moins élevée (entre 50°C et 55°C pour la machine seule à 3600 m³/h au lieu de 2500 m³/h).

Avec cette installation de ventilation, la température d'échappement sera donc toujours largement inférieure à 70°C, plutôt de l'ordre de 55°C à pleine puissance et avec une cheminée de 15 m de longueur.

Les essais de réception ont permis de mesurer un débit expérimental 4% supérieur au débit design, validant le dimensionnement.

9.6. Dissipation thermique dans l'anode disque

9.6.1. Conception

L'anode disque est formée d'un disque capot interchangeable, dans lequel sont usinés des canaux hélicoïdaux de passage d'eau de refroidissement situés sous la peau extérieure en contact avec l'arc, et dont les parois forment des ailettes de conduction thermique augmentant la surface d'échange. Le

disque est monté sur un support assurant la rotation et la circulation de l'eau dans les canaux hélicoïdaux.

La chaleur est apportée par l'arc sur la paroi extérieure du disque, conduite à travers la peau circonférentielle jusqu'au pied des ailettes, puis dans les ailettes. L'eau échange de la chaleur avec les surfaces du fond de canal et des ailettes lors de son parcours.

On propose d'usiner un léger congé (e.g. 1 à 2 mm) à l'arête du disque pour éviter une concentration de flux amenant à une élévation locale de température.

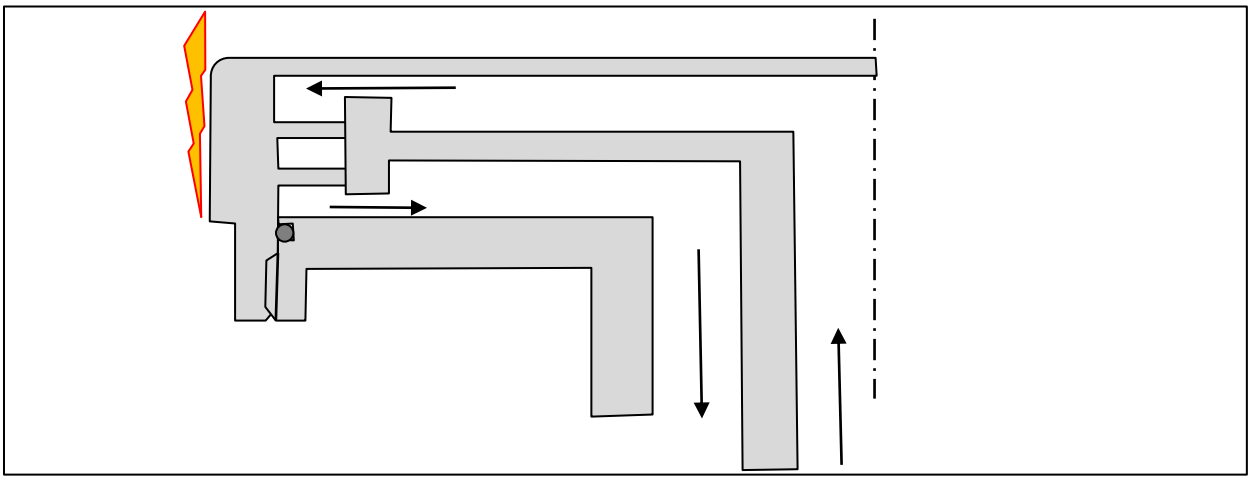


Figure 233 – Schéma de principe de l'anode tournante

La géométrie des canaux est choisie de manière à pouvoir être usinée en tournage avec un outil à gorge en acier rapide, qui sera éventuellement dépouillé à la meule pour pouvoir être utilisé en usinage hélicoïdal. On retient un outil à gorge formant des canaux rectangulaires de 3 mm de largeur sur une profondeur de 8 mm, à la capacité maximale de l'outil, et dont des arêtes de coupe seront retaillées sur les flancs par reprise à la meule pour permettre un usinage en filetage (avec avance) et pas en gorge.

∅ queue		mm	6	8	10	12	16	20	25
29 7120	Outils à gorge intérieure à droite similaire à DIN 4963	HSS E	35,70	38,90	44,50	51,40	55,–	72,60	83,–
Longueur totale		mm	125	140	160	180	210	250	300
Largeur de lame		mm	2	2	3	3	4	5	6
Pour alésages à partir de ∅		mm	13	16	20	25	32	40	50
Profondeur coupe max. t_{max}		mm	3	4	6	8	10	14	18

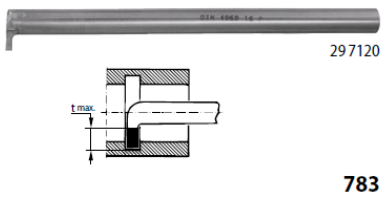


Tableau 49 – Extrait de catalogue de fabricant d'outil à gorge

La largeur des ailettes est choisie à 2 mm, soit un rapport hauteur sur épaisseur de 4, permettant de maintenir une certaine rigidité. Le nombre de Biot d'ailette et la comparaison entre ailette infinie et ailette isolée en bout seront effectuées pour tester la pertinence thermique de la géométrie.

9.6.2. Étude du cycle thermique rotatif et choix du matériau

L'anode rotative a pour objectif de répartir le flux thermique issu du jet plasma, localement très intense sur une grande surface, en exposant la paroi externe de l'anode au jet plasma seulement pendant des périodes très courtes lors du passage devant l'arc. Un point de la surface externe du disque en rotation verra ainsi des pulses de flux thermique intenses pendant le passage devant l'arc

entrecoupé d'un tour complet sans flux thermique, au cours duquel la chaleur déposée lors du pulse se diffuse vers l'intérieur du matériau et est absorbée par l'eau de refroidissement.

On atteint ainsi le double objectif de limiter l'augmentation de température de la surface de l'anode, et d'augmenter les surfaces d'échange internes par lesquelles la puissance thermique moyennée est évacuée.

Le diamètre du disque détermine la surface sur laquelle on cherche à moyenner le flux : plus celle-ci est grande et plus les pulses de flux chaleur seront espacés, et moyennés sur une surface totale élevée. En supposant un jet plasma de taille caractéristique 2 mm, le tableau ci-dessous indique le ratio des surfaces et son inverse, i.e. le rapport cyclique (largeur d'arc / périmètre du disque).

D (mm)	50	100	150	200	250	300	400
Ratio de surfaces	79	157	236	314	393	471	628
Rapport cyclique (%)	1.27%	0.64%	0.42%	0.32%	0.25%	0.21%	0.16%

Tableau 50 - Ratio des surfaces et rapport cyclique de chauffe sur la surface externe du disque pour un plasma de 2 mm de diamètre en fonction du diamètre extérieur du disque

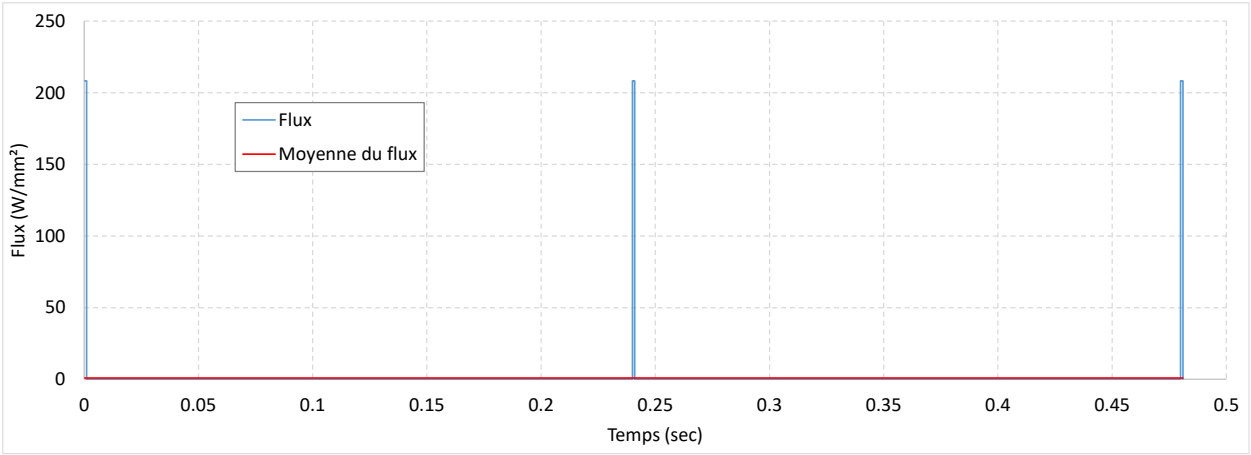


Figure 234 – Flux extérieur et sa moyenne. Disque diamètre 150 mm, fréquence de rotation 250 rpm.

Le moyennage des pulses de flux sur la circonférence est très rapidement significatif, dès l'utilisation d'un diamètre de disque faible. Avec un diamètre de 250 mm, on moyenne le flux sur une surface 400 fois supérieure à la surface de dépôt du pulse.
La vitesse de rotation détermine le temps d'exposition au flux intense, et la fréquence des pulses thermiques. Plus la fréquence de rotation est élevée, et plus le signal de flux à la surface intérieure sera lissé, en fonction des propriétés de diffusion de la chaleur du matériau.

On dimensionne la fréquence de rotation en étudiant pour 3 matériaux candidats la diffusivité thermique $\kappa = \frac{\lambda}{\rho C_p}$, qui caractérise la capacité du matériau à transférer de la chaleur par conduction sur des profondeurs importantes.

	T_{max} usage	Usinage	Dispo ronds	Résistance corrosion	lambda	rho	C_p	Diffusivité thermique K	Effusivité thermique
	°C	-	-	-	W m^{-1} K^{-1}	kg/m^3	J kg^{-1} K^{-1}	$10^{-6}m^2/s$	J K^{-1} m^2 $s^{-1/2}$
Cuivre	900	+	+	+++	390	8960	380	114.5	36440
Alu 2017A	510	+++	+++	-	134	2820	864	55.0	18069
Alu 6082 T6	575	++	++	++	172	2710	894	71.0	20414
Acier	1100	++	+++	-	54	7850	450	15.3	13811

Tableau 51 – Performances comparées des matériaux d'anode tournante

On propose de sélectionner du cuivre ou bien un aluminium 6082, à l'état T6 pour pouvoir l'usiner, qui a de bonnes propriétés de résistance à la corrosion, et des propriétés correctes sur les autres critères d'usinabilité, de disponibilité et coût en ronds de forts diamètres (barres rondes en stock en diamètres 150, 220, 250 mm).

Il faudra garantir l'absence de corrosion galvanique en circuit eau lors de la conception, par exemple en réalisant toutes les pièces en aluminium de la même nuance, et *a priori* en évitant cuivre ou laiton ; au moins pour les pièces en contact direct, ou proche via le circuit d'eau.

On peut estimer la profondeur à laquelle une oscillation sinusoïdale de température en surface est amortie d'un facteur exponentiel égal au nombre e =2.71 par la profondeur de peau

$$\delta(\omega) = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega}}$$

« Le signal sinusoïdal de température à la profondeur z dans le massif semi-infini est amorti de façon exponentielle dans cette épaisseur avec une longueur caractéristique $\frac{-z}{\delta(\omega)}$ *par un coefficient* $e^{\frac{z}{\delta(\omega)}}$
Au-delà de deux à trois fois cette longueur caractéristique de pénétration par diffusion, presque rien ne pénètre des oscillations sinusoïdales de température. »

Bien que notre signal ne soit pas (du tout) sinusoïdal mais pulsé, on estime la profondeur d'atténuation exponentielle de l'amplitude des variations de flux pour différentes fréquences de rotation de disque dans le tableau ci-dessous.

Fréquence de rotation (rpm)	**5**	**50**	**100**	**150**	**200**	**250**	**500**
Fréquence (Hz)	0.08	0.83	1.67	2.50	3.33	4.17	8.33
ω (rad/s)	0.52	5.2	10.5	15.7	20.9	26.2	52.4
Période (sec)	12.00	1.20	0.60	0.40	0.30	0.24	0.12
Matériau	**Profondeur d'atténuation (mm)**						
Cuivre	20.9	6.6	4.7	3.8	3.3	3.0	2.1
Alu 2017A	14.5	4.6	3.2	2.6	2.3	2.0	1.4
Alu 6082 T6	16.5	5.2	3.7	3.0	2.6	2.3	1.6
Acier	7.6	2.4	1.7	1.4	1.2	1.1	0.8

Tableau 52 – Calcul de la profondeur d'atténuation thermique pour différents matériaux et fréquence de rotation

En complément, on peut aussi caractériser le temps de propagation d'un front de chaleur à une profondeur L dans un matériau semi-infini par $\tau = \frac{L^2}{\kappa}$

Constante de temps de pénétration thermique (sec)	Epaisseur de peau (mm)					
Matériau	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**8**
Cuivre	0.03	0.08	0.14	0.22	0.31	0.56
Alu 2017A	0.07	0.16	0.29	0.45	0.65	1.16
Alu 6082 T6	0.06	0.13	0.23	0.35	0.51	0.90
Acier	0.26	0.59	1.05	1.64	2.36	4.19

Tableau 53 – Constante de temps de pénétration thermique pour différents matériaux et épaisseur de peau

Pour l'aluminium 6082, le temps caractéristique de propagation d'un pulse thermique à travers une peau extérieure de disque de 5 mm est de l'ordre de 350 ms.

Pour homogénéiser les flux à la surface interne et utiliser au mieux la surface d'échange avec l'eau, il est souhaitable que la période de rotation du disque ne soit pas supérieure à la constante de temps de propagation thermique, de sorte que toute la surface interne soit utilisée pour l'échange thermique, i.e. que la surface du disque qui a été exposée au pulse de flux ne soit pas complétement refroidie bien avant la fin d'un tour.

Au regard de ces deux approches de dimensionnement, on propose par exemple les deux couples (épaisseur de peau, vitesse de disque) suivants pour l'aluminium 6082 (indépendamment du diamètre de disque, qui n'intervient pas ici) :

Epaisseur de peau (mm)	**5.0**	**6.0**	**6.0**
Fréquence de rotation disque (rpm)	**250**	**150**	**157**
Période de rotation (ms)	240	400	380
Profondeur de pénétration exponentielle (mm)	2.05	2.65	2.59
Constante de temps de propagation (ms)	352	507	507

Tableau 54 – Sélection de points de fonctionnement

Tout en maintenant des diamètres de disque et des vitesses de rotation techniquement raisonnables, ces configurations répondent aux deux critères :

- Epaisseur de peau au moins 2 fois supérieure à la profondeur d'atténuation,
- Période de rotation inférieure à la constante de temps de propagation thermique,

Ce qui permet d'anticiper une température interne de paroi du disque en pied d'ailette homogène sur toute la circonférence, et un fonctionnement du refroidissement dans les canaux en régime de flux constant et non périodique.

Les résultats pour la vitesse de rotation de 157 rpm sont donnés à titre indicatif suite à l'identification d'un groupe moto-réducteur synchrone adapté au besoin ayant cette vitesse de rotation.

On retient les conclusions suivantes sur les tendances de dimensionnement :

- Plus l'épaisseur de peau est fine, plus il est nécessaire de tourner rapidement.
- Une épaisseur de peau trop élevée augmentera la température de surface, au risque d'approcher de la limite de tenue en température du matériau.
- Avec un matériau de faible diffusivité thermique, e.g. un acier ou un acier INOX, il serait possible de diminuer significativement la vitesse de rotation du disque. Avec l'aluminium, on évite d'avoir à usiner des gros diamètres en INOX, ainsi que les problèmes de corrosion de l'acier, et on réduit significativement la masse en rotation.
- Un dimensionnement dans des dimensions de disques plus réduites pourrait être fait pour un disque en cuivre sur supports laiton, mais avec une problématique d'approvisionnement matière plus complexe et un coût probablement supérieur.

S'il était nécessaire de faire un dimensionnement plus précis des choix matériaux, épaisseur de peau, fréquence de rotation du disque, on pourrait construire et résoudre en temps un modèle thermique instationnaire périodique simplifié dans l'épaisseur de peau en géométrie axisymétrique (flux azimutaux négligés) de longueur infinie, avec un modèle de coefficient d'échange interne moyenné à la surface interne, qui nous permettrait de vérifier que le flux est bien moyenné (constant lorsqu'il arrive sur la surface d'échange), et d'obtenir la forme du signal en paroi intérieure.

9.6.3. Dimensionnement du débit d'eau

On calcule le débit d'eau permettant une augmentation de température d'une dizaine de degrés en sortie :

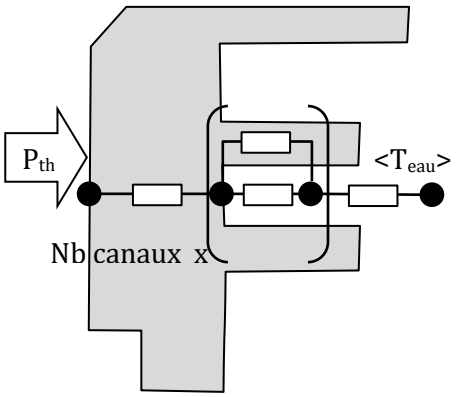
- Permet de garder une marge par rapport à l'ébullition à la température maximale de fonctionnement ($\Delta T < 60°C$)
- Limite les pertes de charge en ligne dans les canaux de refroidissement, et permet des études calorimétriques avec un différentiel de température facilement mesurable sans trop d'incertitude.

$$P = \dot{m} C_p \Delta T$$

Le calcul des pertes de charge régulières et singulières est réalisé en une corrélation de Blasius étendue aux canaux de section quelconque pour les pertes régulières.

9.6.4. Modèle thermique

On modélise le système thermique en régime stationnaire par le circuit de résistances thermiques suivant, de l'arc vers l'eau :



- Conduction radiale en cylindre dans la peau extérieure
- Résistance à l'échange pariétal en fond de canal, en parallèle d'une résistance d'ailette, toutes deux avec un coefficient de convection h identique. Il y a en parallèle autant de couples de ces résistances que de nombre de canaux (et donc d'ailettes)
- On ajoute ensuite en série une dernière résistance thermique modélisant l'échauffement moyen de l'eau ($1/2.Q_m/C_p$).

Le coefficient de convection pour l'échange thermique pariétal avec l'eau est calculé à partir d'une corrélation de Dittus-Boetler .

Le modèle est paramétré par les dimensions des composants :

- Épaisseur de peau et hauteur refroidie pour la peau externe
- Largeur et hauteur d'ailette
- Largeur et hauteur de canal (égale à celle des ailettes)

Discussion des hypothèses spécifiques à la géométrie disque :

- Pour gagner du temps d'étude et simplifier les formules d'ailettes utilisées, les ailettes sont modélisées comme de section de conduction et de périmètre constants, tous deux pris à la hauteur médiane des ailettes et des canaux. En réalité, les ailettes sont radiales de section de conduction et de périmètre d'échange diminuant lorsqu'on se rapproche du centre du disque.

Les deux modèles convergent pour des diamètres de disques grands. On vérifie ci-dessous que l'approximation est acceptable en comparant dans le tableau ci-dessous les résistances thermiques entre les deux extrémités d'une ailette plane et d'une ailette disque de dimensions représentatives (diamètre médian des canaux Dm = 150 mm, hauteur d'ailette H = 10 mm, largeur d'ailette a = 2 mm) : l'erreur est de 0.15%, négligeable.

Elément	**Modèle R_{th}**	**R_{th}**
Ailette disque (ref)	$\frac{1}{2\pi\lambda a} ln \frac{D_{ext}}{D_{int}}$	0.07871
Ailette plane (modèle)	$\frac{H}{\lambda a \pi D_m}$	0.07860
	écart	-0.15%

Tableau 55 – Résistance thermique d'ailette calculées

- On ne prend pas en compte les échanges thermiques passant par la face supérieure du disque et le support. Cette hypothèse est conservative car on limite les sections de conduction et les surfaces d'échange.

Les autres hypothèses de domaine de validité des corrélations sont vérifiées *a posteriori*.

- Nombre de Biot d'ailette égal à 0.07 << 1
- Résistance thermique de l'ailette à bout adiabatique de 0.0141 contre 0.0137 pour l'ailette infinie, traduisant un ratio hauteur sur épaisseur correct
- Nombre de Reynolds dans les canaux de l'ordre de 14000, supérieur à 4000 (Blasius) et 5000 (Dittus-Boetler)

9.6.5. Résultats

On choisit de dimensionner l'anode non fusible pour une puissance de chauffe de 10 kW, c'est-à-dire avec une marge de sécurité de 30% environ par rapport à l'estimation nominale, équivalent à 22% de la puissance électrique de l'arc au lieu de 15%.

Le débit d'eau nominal est choisi à 10 L/min pour une augmentation de température de 14.4 °C.

L'eau est supposée injectée en entrée de canaux à la température ambiante de 20°C. Si la capacité du groupe froid est limitée et que celle-ci augmente, toutes les températures calculées devront être augmentées de la température d'eau atteignable par le groupe froid (fonction de la puissance à dissiper, avec un rendement dépendant de la température ambiante).

La géométrie interne du disque est fixée comme suit :

- canaux de 3 mm de largeur et 8 mm de hauteur (rapport de forme 2.7),
- ailettes de 2 mm de largeur (rapport de forme 4),
- deux filets de canaux/ailettes (double hélice) pas apparent 5mm, pas réel 10 mm
- hauteur de l'hélice de refroidissement 25 mm, i.e. 2.5 tours de disque entre l'entrée et la sortie pour chaque canal d'eau de refroidissement

Les paramètres géométriques qui ont été calculés sont indiqués sous chaque série du graphique:

- diamètre de disque : 200, 150 et 100 mm
- épaisseur de peau : 5 et 6 mm
- vitesse de rotation : 150 et 250 rpm

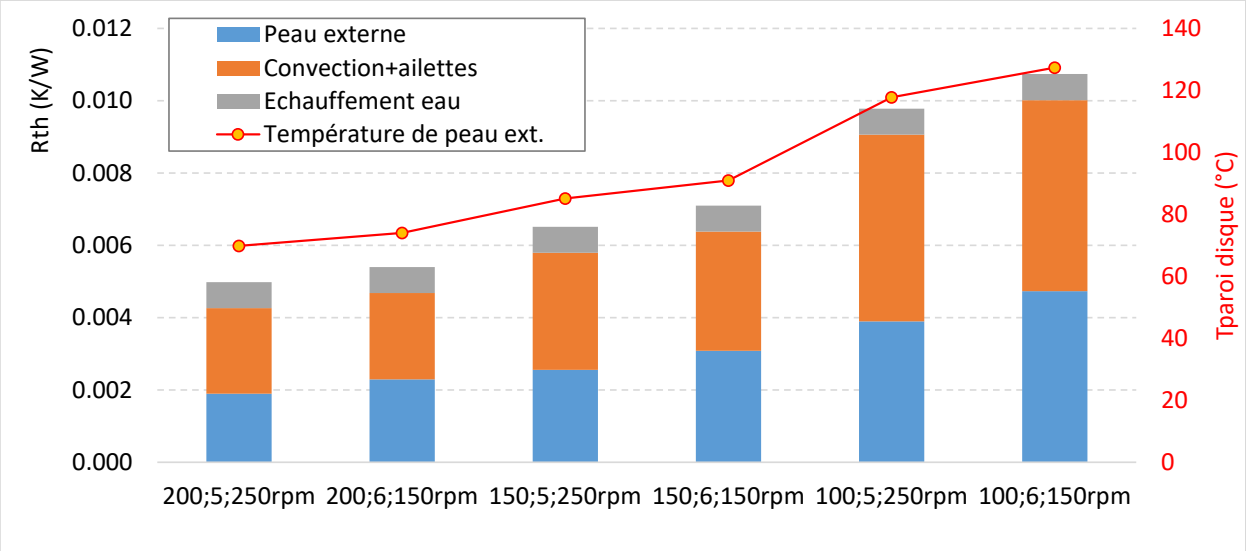


Figure 235 – Résistance thermique et température de paroi externe moyenne du disque sous 10 kW de puissance thermique absorbée, sous 10NL/min de débit d'eau de refroidissement entrée à 20°C.

Les résistances thermiques de la peau d'aluminium et des canaux et ailettes de refroidissement sont du même ordre de grandeur, relativement équilibrés et supérieures à l'effet de l'échauffement de l'eau.

La 4ème configuration est sélectionnée : disque de 150 mm, épaisseur de peau 6 mm, vitesse de rotation 150 rpm, qui donne une température de peau externe moyenne du disque de 91 °C, avec une marge de 484°C par rapport à la température maximum d'usage du 6082 (575°C), et peu plus par rapport à la température de fusion (650°C). Cette marge est nécessaire pour soutenir l'augmentation locale de température au passage de l'arc.

La plus faible vitesse de disque (150 rpm, 2.3 Hz) permet de simplifier la conception mécanique en limitant l'usure des joints tournants, et le risque de problème d'équilibrage en cas de balourd, qu'il faudra éliminer néanmoins à la conception (toutes pièces tournantes à symétrie de révolution, sauf écrous sur l'axe si nécessaire).

La perte de charge dans les canaux de refroidissement est de 0.40 bar, pour une section de passage de 48 mm^2 (équivalent diamètre interne 8 mm), faible par rapport aux capacités des pompes à eau classiquement installées dans les groupes de refroidissement. Pour garantir la capacité du banc d'essais à accepter des débits d'eau très surdimensionnées en conservant une perte de charge localisée dans les canaux de refroidissement, on recommande de dimensionner les tuyaux internes et les raccords d'entrée et de sortie en diamètre interne supérieur ou égal à 12 mm.

On étudie en complément la sensibilité du dimensionnement thermique de l'anode refroidie à différents paramètres mal connus, ainsi que sa capacité à évacuer plus de calories en augmentant le débit de refroidissement.

Diamètre disque	mm	200	200	150	**150**	100	100	150	150	150
épaisseur de peau	mm	5.0	6.0	5.0	**6.0**	5.0	6.0	6.0	6.0	6.0
Fréquence rotation	rpm	250	150	250	**150**	250	150	150	150	150
Puissance de chauffe	kW	10	10	10	**10**	10	10	**22.5**	**10**	**45**
Débit d'eau	L/min	10	10	10	**10**	10	10	**65**	**65**	**65**
Perte de charge canaux de refroidissement	bar	0.56	0.56	0.41	**0.40**	0.25	0.25	10.6	10.6	10.6
Température de sortie d'eau	°C	34	34	34	**34**	34	34	25	22	30
Température moyenne de surface externe d'anode	°C	70	74	85	**91**	118	127	117	63	215

Tableau 56 - Synthèse des résultats et étude de sensibilité

En augmentant le débit d'eau jusqu'à 65 L/min pour une perte de charge de 10.6 bar, il est possible de :

- dissiper jusqu'à la moitié de la puissance totale (22.5 kW) dans l'anode (en dimensionnant le groupe froid en conséquence) en maintenant la température de surface moyenne du disque sous 120 °C
- diminuer de 30 °C la température moyenne de la surface du disque à 10 kW
- absorber 45 kW thermiques pour 215 °C de température de surface moyenne du disque, ce qui est finalement peut-être possible sans fondre l'anode

9.6.6. Retour d'expérience

A l'usage, la plateforme présentée dans cette annexe a permis les observations suivantes.

- La puissance thermique récupérée à l'anode est de l'ordre de 11% de la puissance d'arc, comme indiqué Figure 229. Cette valeur est effectivement très dépendante de la distance latérale entre l'axe de la torche et le flanc du cylindre de l'anode tournante.
- Avec un jet plasma d'oxygène, l'oxydation de surface progressive du disque en aluminium conduit à une couche d'alumine épaisse et rugueuse d'épaisseur croissante qui pose rapidement des problèmes importants de transfert de l'arc, nécessitant de la nettoyer fréquemment.
- Le disque cuivre a permis de fonctionner en plasma d'oxygène jusqu'à 150 A pendant plusieurs dizaines d'heures sans dégradation majeure. Avec le plasma d'oxygène, l'oxydation de surface progressive du cuivre conduit à une érosion très progressive de la surface. Pour faciliter le transfert et éviter que la résistance thermique de cette couche, par ailleurs friables, augmente trop, un toilage périodique de la surface jusqu'à retrouver le cuivre nu est recommandé.
- Une argenture de quelques dizaines de microns a été essayée pour améliorer la durée de vie. Si un effet positif semble observé, la couche d'argent finit tout de même par se dégrader, et il n'est pas évident que le surcoût en soit justifié par rapport au cuivre pur.
- L'arête supérieure du disque se consomme en revanche rapidement si le jet plasma n'est pas écarté de celle-ci après transfert de l'arc.
- Pour diminuer encore l'érosion du cuivre et/ou monter en intensité, et au vu des traces du pied d'arc qui oscillent sur une surface encore réduite, on recommande de doubler son diamètre et sa fréquence de rotation.

10. Annexe 3 – Conventions et glossaire

10.1. Notations et glossaire

Toutes les notations et acronymes sont définies dans le texte, a minima lors de la première utilisation. Les unités par défaut sont celles du système international. Les notations et acronymes sont la plupart du temps utilisés dans leur formulation en langue Anglaise pour une meilleure facilité de lecture.

Les notations nouvelles et utilisées fréquemment sont rassemblées ci-dessous :

10.1.1. Lettres grecques

Symbole	Grandeur	Unités habituelles
α	Diffusivité thermique	m/s^2
γ	Coefficient adiabatique	-
δ	Epaisseur de couche limite	µm
ε_n	Coefficient d'émission nette	$W\ m^{-3}\ sr^{-1}$
η	Rendement énergétique (en indice, de dissipation)	-
κ	Conductivité thermique	$W\ m^{-1}\ K^{-1}$
λ	Longueur d'onde optique	µm
μ	Viscosité dynamique	Pa s
ρ	Masse volumique	kg/m^3
σ	Conductivité électrique	S/m
ξ	Coefficient de perte de charge	-

10.1.2. Grandeurs physiques

Symbole	Grandeur	Unités habituelles
B	Champ magnétique	T (Tesla)
C_p, C_v	Chaleur massique à pression et volume constant	$J\ kg^{-1}\ K^{-1}$
E	Champ électrique	kV/m
h	Enthalpie massique	J/kg
I	Intensité	A (ampère)
j,J, J_a, J_{arc}, J_{cond}	Densité de courant locale, moyenne, apparente, d'arc, de conduction	A/mm^2
n	Quantité de gaz	mol
P, P_i, P*, P_e, P_2, P_a	Pression, Pression génératrice (d'arrêt), au col, d'éjection, dans la tuyère aval, ambiante	bar=bara, parfois barg voir 10.4
P_{th}, P_{las}, P_{arc}, P_{oxy} P_J, P_{rad}	Puissance thermique, laser, d'arc, d'oxydation, de l'effet Joule, radiative	kW (kilowatt)
R, r	Constante du gaz parfait, et constante réduite r=R/W	$J\ mol^{-1}\ K^{-1}$ et $J\ kg^{-1}\ K^{-1}$
T, T_i, T*	Température, température génératrice (d'arrêt) et au col	K (Kelvin)
U_{arc}	Tension d'arc	V (Volt)
W, W_a	Masse molaire, masse molaire apparente du mélange d'espèces	g/mol

10.1.3. Grandeurs procédé et acronymes

Symbole	Grandeur	Unités habituelles
CFD	Mécanique des Fluides Numérique (Computational Fluid Dynamics)	n.a.
CLT	Epaisseur de couche froide (Cold Layer Thickness)	mm
DLT	Epaisseur de couche de dissociation (Dissociation layer Thickness)	mm
ESV_p, ESV_t, ESV_{cl}, ESV_h, ESV_f, ESV_{sh}, ESVe	Energie Spécifique Volumique (par volume de saignée découpé), respectivement du procédé ; dont transférée à la tôle, pertes par conduction, de chauffe, de fusion, de surchauffe ; et électrique (à la prise électrique / wallplug)	J/mm^3
ESL_p, ESL_e	Energie Spécifique Linéique (par mètre coupé)	J/m
ESS_p, ESS_e	Energie Spécifique de Surfaçage (par surface de saignée créée), procédé (puissance laser/plasma) et électrique (à la prise électrique / wallplug)	J/mm^2
L, L_{arc}, L_N, L_t	Longueur, d'arc, de tuyère (nozzle) , de col (throat)	mm
LSS	Largeur de Saignée Supérieure	mm
NPR, NPR*	Nozzle Pressure Ratio (rapport de détente), de la tuyère NPR = P_i/P_a et du jet NPR* = P^*/P_a ou P_e/P_a	-
RR	Taux d'enlèvement de matière (Removal Rate)	mm^3/s
R_{arc}, R_{cond}, r	Rayon d'arc et rayon de conduction électrique, coordonnée sur le rayon	mm
S_{arc}	Section d'arc	mm^2
SHAC	Sonic Homognenous Arc column. Modèle de colonne plasma sonique homogène	-
SHT	$\bar{\sigma}\left[\overline{\rho_0^*}\overline{c_s^*}\Delta\bar{h} + 4\pi\overline{\varepsilon_{n0}}\right]$ (Sigma.Heat Transfer) terme décrivant l'équilibre énergétique de la colonne d'arc dans le modèle SHAC à partir de la tabulation en température des propriétés du milieu à P_0	n.a.
Th	Epaisseur de tôle (thickness)	mm
V_c	Vitesse de coupe	m/min
W_k	Largeur de saignée (Kerf Width)	mm

10.1.4. Nombres adimensionnels

Symbole	Grandeur	Interprétation
CD	Coefficient de Débit apparent	% de bouchage thermique du col sonique par l'arc
COP	Coefficient of Performance	Puissances frigorifique/électrique
Fr	Nombre de Froude	Inertie / Flottabilité
Kn	Nombre de Knudsen	Libre parcours moyen / Distance caractéristique
Le	Nombre de Lewis Le = Sc/Pr	Diffusivité de la chaleur / espèces
Ma	Nombre de Mach	Vitesse de l'écoulement / Vitesse du son
Pe	Nombre de Peclet	Convection/ Conduction
Pr	Nombre de Prandtl	Diffusivité de la quantité de mouvement / chaleur
Re	Nombre de Reynolds	Inertie / Viscosité
Sc	Nombre de Schmidt	Diffusivité de la quantité de mouvement / espèces
Sw	Nombre de swirl	Quantité de mouvement vortex / axiale

10.2. Citations

Les références données dans les sections 11, 12 et 13 sont listées en principe dans l'ordre de citation dans le texte, avec plusieurs exceptions.

Le format des citations est APA en général, ISO 690 par exception, tous les auteurs sont systématiquement indiqués.

Les 11 articles de la section 11 numérotées [1] à [11] sont des publications et communications (co)écrites par l'auteur.

Les 16 brevets de la section 12 numérotées [23] à [38] sont des demandes de brevets publiées (co)écrits et déposées par l'auteur.

10.3. Définitions

Les termes méritant une définition ou une description, par exemple le vocabulaire technologique du coupage plasma, sont définis au fil de l'eau, et sont indiqués en gras lors de la première mention.

10.4. Unités de pression

Dans le document, les pressions sont parfois indiquées en barg (gauge) pour les pressions en bar mesurées par différence à la pression atmosphérique ambiante, et la plupart du temps en bar (par défaut) ou parfois bara (avec « a » pour « absolute ») pour les pressions absolues ou « thermodynamiques » du système SI.

Les deux unités sont utiles au lecteur !

- Les pressions relatives sont celles utilisées par l'expérimentateur et données par le capteur de pression, en tout cas le modèle usuel de premier prix.
- Les pressions absolues sont celles manipulées par le thermodynamicien ou l'aérodynamicien qui étudie les jets sous-détendus.

On a essayé dans le document d'indiquer au lecteur les moments où il doit penser à changer de casquette.

10.5. Conditions normales et référence de température

Les conditions normales de pression et de température, utilisées pour l'expression des débits gazeux en NL/min ou Nm^3/h sont :

- Pression normale de 101325 Pa
- Température normale de 0°C (273.15 K)

Dans toutes les tables thermodynamiques utilisées, les enthalpies sont calculées à partir d'une référence de température au zéro absolu : h=0 J/kg à 0 K.

11. Références de l'auteur

11.1. Publications et communications

[1] Godinaud, N., Boivin, P., Freton, P., Gonzalez, J. J., & Camy-Peyret, F. (2022). Development of a new OpenFOAM solver for plasma cutting modeling. Computers & Fluids, 241, 105479.

[2] N. Godinaud, P. Boivin, P. Freton, J.J. Gonzalez, F. Camy-Peyret, Développement d'un Code Hyperbolique pour une Application à la Découpe Plasma, Communication au 15ème Colloque sur les Arcs Electriques, Rouen, 2021

[3] F. Camy-Peyret, P. Freton, J-J. Gonzalez, Etude Expérimentale et Numérique d'un Procédé de Coupage Plasma Intensifié, Communication au 14ème Colloque sur les Arcs Electriques, Bourges, 2019

[4] Cances, J., Camy-Peyret, F., Ulber, D., SMR3D: An industrial CFD tool for large steam methane reformer design optimization, (2011) 11AIChE - 2011 AIChE Annual Meeting, Conference Proceedings

[5] Girard, L., Teulet, P., Razafinimanana, M., Gleizes, A., Camy-Peyret, F., Baillot, E., & Richard, F. (2006). Experimental study of an oxygen plasma cutting torch: I. Spectroscopic analysis of the plasma jet. Journal of Physics D: Applied Physics, 39(8), 1543.

[6] Teulet, P., Girard, L., Razafinimanana, M., Gleizes, A., Bertrand, P., Camy-Peyret, F., ... & Richard, F. (2006). Experimental study of an oxygen plasma cutting torch: II. Arc–material interaction, energy transfer and anode attachment. Journal of Physics D: Applied Physics, 39(8), 1557.

[7] Camy-Peyret, F., Briand F. et Opderbecke T. , Synthèse des dernières avancées dans l'utilisation des plasmas d'arc électrique pour le soudage et la découpe des matériaux métalliques, Communication au 5ème Colloque sur les Arcs Electriques, Toulouse 2005

[8] Caristan, C., Camy-Peyret, F., Vaidya, V., Laser beam propagation caustics through bifocal lenses, (2003) ICALEO 2003 - 22nd International Congress on Applications of Laser and Electro-Optics, Congress Proceedings, art. no. 1202.

[9] Freton, P., Gonzalez, J-J., Camy-Peyret, F., Gleizes, A., Complementary experimental and theoretical approaches to the determination of the plasma characteristics in a cutting plasma torch, (2003) Journal of Physics D: Applied Physics, 36 (11), pp. 1269-1283.

[10] Freton, P., Gonzalez, J. J., Gleizes, A., Camy-Peyret, F. C., Caillibotte, G., & Delzenne, M. (2001). Numerical and experimental study of a plasma cutting torch. Journal of Physics D: Applied Physics, 35(2), 115.

[11] F. Camy-Peyret, D. Durox, P. Scouflaire, S. Candel, M. Delzenne, Etude expérimentale de l'aéroacoustique d'un jet plasma d'arc de découpe, Communication aux 5èmes journées d'études sur les fluctuations dans les arcs, Toulouse 2001.

11.2. Mandats et activités d'encadrement 2000-2023

Ex-membre représentant de son organisation dans les associations, groupes et sociétés savantes suivantes :

- Expert membre du comité de sélection de l'Agence Nationale de la Recherche ANR pour l'appel à projets "Modèles Numériques"
- International Association for the Engineering Modelling, Analysis and Simulation NAFEMS
- Association Arc Electrique AAE (Membre du Conseil d'Administration)
- Pôle de compétitivité TERATEC : simulation et calcul haute performance

- Partnership for Advanced Computing in Europe (PRACE)
- Pôle de compétitivité EMC2 ; fabrication avancée métallique et composite

J'ai directement co-construit la problématique scientifique, suivi les travaux, relu les thèses et participé en tant que membre invité aux jurys des travaux de doctorat suivants :

[12] Pierre Freton, Etude d'un arc de découpe par plasma d'oxygène : modélisation – expérience, Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE), Thèse de Doctorat de l'Université Toulouse III Paul Sabatier sous la direction de Jean-Jacques Gonzalez, 2002

[13] Laurence Girard, Caractérisation expérimentale d'une torche de découpe dans l'oxygène : étude du jet de plasma et de l'interaction arc-matériau, Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE) Thèse de Doctorat de l'Université Toulouse III Paul Sabatier sous la direction de Manitra Razafinimanana et Philippe Teulet, 2004

[14] Nicolas Godinaud, Etude numérique et expérimentale d'un jet de plasma intensifié, Laboratoire de Mécanique, Modélisation & Procédés Propres (M2P2) et Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE), Thèse de Doctorat de Aix-Marseille Université sous la Direction de Pierre Boivin, Jean-Jacques Gonzalez et Pierre Freton, 2023

En tant que responsable du domaine R&D Modélisation chez Air Liquide, j'ai validé la problématique scientifique et industrielle, représenté le sponsor financier, et souvent été l'employeur des doctorants, pour les thèses partenariales (CIFRE, ADEME, ...) sélectionnées suivantes :

[15] Nicolas Guézennec, Contrôle actif de la combustion diphasique, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), Thèse de Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse (INPT) sous la direction de Thierry Poinsot, 2010 (Suivi industriel B. Labégorre)

[16] Serge Adjoua, Développement d'une méthode de simulation de films liquides cisaillés par un courant gazeux, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), Thèse de Doctorat Institut National Polytechnique de Toulouse (INPT) sous la direction de Jacques Magnaudet, 2010 (Suivi industriel G. Mougin)

[17] Nicolas Enjalbert, Modélisation avancée de la combustion turbulente diphasique en régime de forte dilution par les gaz brûlés, Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie (CORIA), Thèse de Doctorat de l'INSA Rouen Normandie sous la direction de Luc Vervisch, 2011 (Suivi industriel B. Labégorre)

[18] Marta De Toni, Simulation moléculaire de l'interaction de molécules polaires avec des matériaux de la famille des MOFs, Laboratoire d'Electrochimie, Chimie des Interfaces et Modélisation pour l'Energie (LECIME - UMR 7575), Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie sous la direction de Alain Fuchs, 2012 (Suivi industriel P. Pullumbi)

[19] Cyprien Soulaine, Modélisation des écoulements dans les garnissages structurés : de l'échelle du pore à l'échelle de la colonne, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), Thèse de Doctorat de Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse) sous la Direction de Michel Quintard, 2012 (Suivi industriel G. Mougin)

[20] Jean Caudal, Simulation numérique du reformage autothermique du méthane, Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion (EM2C), Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale Paris, sous la direction de Olivier Gicquel, 2013 (Suivi industriel B. Labégorre)

[21] Nicolas Kofman, Films liquides tombants avec ou sans contre-écoulement de gaz : application au problème de l'engorgement dans les colonnes de distillation, Laboratoire Fluides, Automatique et Systèmes Thermiques (FAST), Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, sous la direction de Christian Ruyer-Quil, 2013 (Suivi industriel G. Mougin)

[22] Marie Zarrouati, Modélisation des transferts radiatifs dans des milieux poreux non Beeriens au voisinage des parois : Application aux procédés de vaporeformage de méthane, Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion (EM2C), Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale Paris, sous la direction de Jean Taine et Franck Enguehard, 2015 (Suivi industriel F. Mathey)

12. Brevets

Familles de brevets dont l'auteur est (co)inventeur

#	Date de dépôt	Titre	Numéro de publication
[23]	20221219	IMPROVED ELECTRODE FOR A PLASMA CUTTING TORCH	WO2023143817 (A1)
[24]	20221219	DOWNSTREAM NOZZLE FOR A PLASMA CUTTING TORCH	WO2023143816 (A1)
[25]	20221219	PLASMA CUTTING TORCH PROVIDED WITH A STACK OF CONSUMABLES	WO2023143813 (A1)
[26]	20221219	PLASMA CUTTING TORCH WITH INDIRECT COOLING OF CONSUMABLES	WO2023143812 (A1)
[27]	20210201	DIRECT IGNITION PLASMA TORCH AND CORRESPONDING NOZZLE WITH DIELECTRIC BARRIER	EP4104648 (A1)
[28]	20200512	TORCH AND PLASMA HEATING METHOD FOR PLACING COMPOSITE ROVINGS	US11772335 (B2); US2022063215 (A1)
[29]	20180524	PLASMA CUTTING METHOD AND TORCH FOR IMPLEMENTING SAME	US11632850 (B2); US2020296818 (A1)
[30]	20151215	APPARATUS FOR ENDOTHERMIC PROCESS WITH IMPROVED BURNERS ARRANGEMENT	ES2877374 (T3)
[31]	20131002	OPTIMIZED CATALYST SHAPE FOR STEAM METHANE REFORMING PROCESSES	WO2014053553 (A1)
[32]	20130814	PROCESS AND APPARATUS FOR ENDOTHERMIC REACTIONS	WO2014040815 (A1)
[33]	20121107	REFORMER TUBE HAVING INTERNAL HEAT EXCHANGE	WO2013068416 (A1)
[34]	20120821	Device and Method for Efficient Mixing of Two Streams	US2012312207 (A1); US8702418 (B2)
[35]	20080905	High pressure gas e.g. natural gas, cylinder filling device for motor vehicle, has injection head including expansion unit that simultaneously assures supersonic acceleration of gas flow and cooling of gas at level of orifice of cylinder	FR2935774 (A1)
[36]	20080305	Electrode nozzle for plasma cutting torch, comprises rotational part forming cylindrical main body comprising flat, disc or crown-shaped front end with protrusion, and channels, where the protrusion has perpendicular and side surfaces	FR2928287 (A1)
[37]	20040521	Focusing optic for laser cutting	US2005024743 (A1)
[38]	20030117	METHOD FOR PLASMA-OXYACETYLENE CUTTING FERROUS METALS	WO03070413 (A1); WO03070413 (A8)

Source : Office Européen des Brevets https://worldwide.espacenet.com

13. Références bibliographiques

[39] https://en.wikipedia.org/wiki/Coefficient_of_performance

[40] IPG Photonics, YLS ECO product brochure, 2023, www.ipgphotonics.com

[41] IPG Photonics, YLS-CUT product brochure, 2023, www.ipgphotonics.com

[42] Air Conditioning, Heating, & Refrigeration Institute (AHRI) and American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers (ASHRAE) standards.

[43] International Energy Agency (IEA), Energy Efficient End-use Equipment (4E) task Force, Policy benchmarking for Packaged Liquid Chillers and evaluating the lack of comparability between economies Issue Date: 4 August 2015

[44] Cost Comparison: Fiber Laser vs. CO_2 Laser – High Power Cutting, Laser Photonics, https://www.laserphotonics.com

[45] HYFRA Cooling Technical Data Sheet, Cooling water recooling chillers HYFRA Sigma, 2020

[46] IPG Photonics, YLR 6kW User Manual

[47] Paul Hilton and Ali Khan, The use of high brightness fibre delivered laser beams for size reduction, SFEN Decommissioning Challenges - Industrial Reality and Prospects 5th International Conference & Exhibition 7-11 April 2013

[48] Frédéric Plourde, Chi-Cong Nguyen, Guillaume Mougin, Modeling liquid films along curved substrates, International Conference on Multiscale Complex Fluid Flows and Interfacial Phenomena – Multiflow, Brussels, Belgium 2010

[49] Kalcevic, Robert, Tsiava, Remi, Fujinuma, Ryuji, et al. Industrial results of ALGLASS FH oxy fuel forehearth burner operation. In : 69th Conference on Glass Problems: Ceramic Engineering and Science Proceedings, Volume 30, Issue 1. Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 2009. p. 163-172.

[50] Ammouri, F., Champinot, C., Bechara, W., Djavdan, E., Till, M., & Marie, B. (2002). Influence of oxy-firing on the radiation transfer to the glass melting in an industrial furnace: importance of spectral radiation model. In Modélisation du rayonnement et simulation numérique des fours (Paris, 15 mai 2002) (pp. D1-D16).

[51] Joumani, Youssef, Mougin, Guillaume, Ammouri, Fouad, et al. Coupling a Discrete Transfer Method to a View Factors Technique for Radiative Heat Transfer Modeling in Industrial Furnaces. In : Heat Transfer Summer Conference. 2005. p. 601-608.

[52] Mathey, Fabrice. Macroscopic turbulent models for heat and mass transfer in catalyst. In : THMT-12. Proceedings of the Seventh International Symposium On Turbulence Heat and Mass Transfer. Begel House Inc., 2012.

[53] Mathey, Fabrice. Macroscopic turbulent models for heat and mass transfer in catalyst reactors. In : AIP Conference Proceedings 4. American Institute of Physics, 2012. p. 121-126.

[54] Dauvois, Y., Zarrouati, M., Rochais, D., Enguehard, F., & Taine, J. (2016). Comments over homogenisation scales for interfacial emission and scattering by a divided medium: Beerian and non Beerian behaviours. International Journal of Heat and Mass Transfer, 103, 468-477.

[55] Thiagalingam, I., Sagaut, P., & Mathey, F. Theoretical formalism and closure for turbulence modelling in a random anisotropic medium.

[56] Robin-Jouan, P., Bousoltane, K., Kieffel, Y., Trepanier, J. Y., Camarero, R., Arabi, S., & Pernaudat, G. (2017). Analysis of last development results for high voltage circuit-breakers using new g3 gas. Plasma Physics and Technology, 4(2), 157-160.

[57] Schram, D. C., Mazouffre, S., Engeln, R., & van de Sanden, M. C. M. (2001). The physics of plasma expansion. Atomic and Molecular Beams: The State of the Art 2000, 209-235.

[58] Lemal, A., Jacobs, C. M., Perrin, M. Y., Laux, C. O., Tran, P., & Raynaud, E. (2016). Prediction of nonequilibrium air plasma radiation behind a shock wave. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 30(1), 197-210.

[59] Steen, William M. et Mazumder, Jyotirmoy. Laser material processing. springer science & business media, 2010.

[60] Zervas, Michalis N. et Codemard, Christophe A. High power fiber lasers: a review. IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 2014, vol. 20, no 5, p. 219-241.

[61] Shi, W., Fang, Q., Zhu, X., Norwood, R. A., & Peyghambarian, N. (2014). Fiber lasers and their applications. Applied optics, 53(28), 6554-6568.

[62] Hecht, J. (2018). High-power fiber lasers. Optics and Photonics News, 29(10), 30-37.

[63] S. Vacquié. L'arc électrique. Paris : CNRS Editions, Eyrolles, 2000. ISBN : 978-2-212-05822-2.

[64] https://en.wikipedia.org/wiki/Plasma_(physics)

[65] https://en.wikipedia.org/wiki/Electric_arc

[66] M. Boulos., P. Fauchais, E. Pfender; Thermal Plasmas - Fundamentals and Applications, 1996, Plenum Publishing Corporation.

[67] Fauchais, Pierre. Plasmas thermiques: aspects fondamentaux. Techniques de l'ingénieur. Génie électrique, 2005, vol. 3. D2810.

[68] Hirsh, Merle (ed.). Gaseous electronics. Elsevier, 2012.

[69] G. Cannet et M. Delzenne. Coupage thermique et coupage au jet d'eau. Techniques de L'ingénieur, traité Génie mécanique, Ref. BM 7 280 (1998)

[70] Modest, M. F., & Mazumder, S. (2021). Radiative heat transfer. Academic press

[71] Dominique Thévenin, Etude et analyse des écoulements supersoniques, Cours de 3ème année de l'Ecole Centrale Paris, 1999

[72] Candel, Sébastien. Mécanique des Fluides : cours. Dunod, 1995.

[73] Chassaing, Patrick. Mécanique des fluides - Élément d'un premier parcours – 2nde édition. INPT - Cépadues éditions, 2000.

[74] Gage, R. M. (1959). The principles of the modern arc torch. Welding Journal, 38(10), 959-962.

[75] Maecker, H. Plasmaströmungen in Lichtbögen infolge eigenmagnetischer Kompression. Zeitschrift für Physik, 1955, vol. 141, p. 198-216.

[76] Ramanantsoa, Ravo. Caractérisation expérimentale d'un plasma d'arc et de son interaction avec les électrodes. 2011. Thèse de doctorat. Toulouse 3.

[77] Hsu, K. C., Etemadi, K., & Pfender, E. (1983). Study of the free‐burning high‐intensity argon arc. Journal of applied physics, 54(3), 1293-1301.

[78] Bini, Riccardo, Monno, Michele, et Boulos, M. I. Numerical and experimental study of transferred arcs in argon. Journal of Physics D: Applied Physics, 2006, vol. 39, no 15, p. 3253.

[79] ISO 9013:2017 - Coupage thermique. Classification des coupes thermiques Spécification géométrique des produits et tolérances relatives à la qualité. Norme ISO, 2017

[80] https://fr.wikipedia.org/wiki/Centrifugation_gazeuse

[81] Gage Robert M., Arc torch and process, Brevet US2806124, 1957

[82] Park, H., Numerical Modeling of the Metal Cutting Process in the Plasma Arc Cutting, PhD thesis, University of Minnesota, 2015

[83] Concetti A. , Integrated approaches for designing and optimizing thermal plasma processing for metal cutting and material treatment, PhD thesis, Bologna University, 2011

[84] Hussary Nakhleh, Renault Thierry Renault, The life and times of plasma cutting - How the technology got where it is today, The fabricator, November 6, 2007

[85] Couch Jr Richard W, Dean Robert C Jr, Plama arc torch having liquid laminar flow jet for arc constriction, Brevet US 3641308, HYPERTHERM, 1972

[86] Couch Jr Richard W, Sanders Nicholas A, Luo Lifeng G, Sobr John, Plasma arc cutting process and apparatus using an oxygen-rich gas shield, US Patent US5396043, HYPERTHERM

[87] Automatic gas control for plasma arc torch, European Patent EP1860927 (A2), Hypertherm

[88] United States Court of Appeals, Federal Circuit, decision390 F.3d 1361, CENTRICUT LLC v. THE ESAB GROUP, INC., No. 03-1574., No. 03-1614., December 6, 2004.

[89] Chen Carey, Sanders Nicholas, Composite consumables for plasma arc torch, brevet US2014021175 (A1), Hypertherm, 2014

[90] Luo Lifeng, Couch Jr Richard W, Electrode for a plasma arc torch, brevet USPTO n° US5601734 (A), Hypertherm, 1997

[91] Szulc, J. (1995), 'Improving the durability of the electrodes for an air-plasma cutting system using the diffusion-bonding process', Journal of Materials Processing Technology 54166-170.

[92] Zhou, X. & Heberlein, J. (1998), 'An experimental investigation of factors affecting arc-cathode erosion', Journal of Physics D: Applied Physics 31(19), 2577.

[93] Peters J., Bartlett B., Lindsay J. , Heberlein J., Relating Spectroscopic Measurements in a Plasma Cutting Torch to Cutting Performance, Plasma Chemistry and Plasma Processing , Vol. 28, No. 3, 2008, p. 331-352

[94] Yamaguchi, Y.; Yoshida, K.; Uesugi, Y.; Tanaka, Y.; Morimoto, S.; Minonishi, M. & Saio, K. (2013), 'Experimental Study of Consumption of Hafnium Electrode in Oxygen Plasma Arc Cutting', Welding in the World 56(7), 72--81.

[95] Nemchinsky, V. A. & Showalter, M., Cathode erosion in high-current high-pressure arc, Journal of physics d: applied physics, IOP Publishing, 2003, 36, 704

[96] V A Nemchinsky, 2002, Cathode erosion rate in high-pressure arcs: influence of swirling gas flow, IEEE Transactions on Plasma Science (Volume: 30 , Issue: 6 , Dec 2002) 2113-2116 DOI : 10.1109/TPS.2002.807328

[97] V. Nemchinsky, Erosion of thermionic cathodes in welding and plasma arc cutting systems, IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 42, n° 11, pp. 199-215, 2014.

[98] Peters, J.; Yin, F.; Borges, C. F.; Heberlein, J. & Hackett, C., Erosion mechanisms of hafnium cathodes at high current, Journal of physics d: applied physics, IOP Publishing, 2005, 38, 1781

[99] Long, N. P.; Katada, Y.; Tanaka, Y.; Uesugi, Y. & Yamaguchi, Y., Cathode diameter and operating parameter effects on hafnium cathode evaporation for oxygen plasma cutting arc, Journal of Physics D: Applied Physics, IOP Publishing, 2012, 45, 435203

[100] Couch R,; Sanders, N.; Luo, L.;, Lu, Z.; , Backander, P.;, Sobr, J.; Improved electrode for high current density plasma arc torch, European Patent EP0641269 B1 (WO9323193), 1998.

[101] Rotundo, F.; Martini, C.; Chiavari, C.; Ceschini, L.; Concetti, A.; Ghedini, E.; Colombo, V. & Dallavalle, S., Plasma arc cutting: Microstructural modifications of hafnium cathodes during first cycles, Materials Chemistry and Physics , 2012, 134, 858 – 866

[102] Colombo, V., Concetti, A., Ghedini, E., & Dallavalle, S. (2011). Design oriented simulation for plasma arc cutting consumables and experimental validation of results. Plasma Sources Science and Technology, 20(3), 035010.

[103] S. Ghorui, K. C. Meher, N. Tiwari et S. N. Sahasrabudhe, «Unique erosion features of hafnium cathode in atmospheric pressure arcs of air, nitrogen and oxygen,» Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 49, 2016.

[104] Sadek Alber A., Ushio, Masao, Matsuda, Fukuhisa, Effect of rare earth metal oxide additions to tungsten electrodes, Metallurgical transactions A, 1990,,Vol. 21, No. 12, Springer, p. 3221-3236

[105] M S Benilov and A Marotta, 1995, A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs, J. Phys. D: Appl. Phys. 28 1869 DOI : https://doi.org/10.1088/0022-3727/28/9/015

[106] https://en.wikipedia.org/wiki/Kapitza_number

[107] P. Chamelot, C. Chiron, L. Massot, M. Gibilaro, Etude de faisabilité du dépôt électro-chimique d'Hafnium sur substrat cuivre en bain de sels fondus. Rapport final d'étude du Laboratoire de génie Chimique de Toulouse, Contrat de prestation pour AKRYVIA, Université Paul Sabatier, 2020.

[108] E. Bertrand, Rapport d'expertise, Analyse de pièces métalliques hafnium-Cuivre, Contrat AKRYVIA, 2020-2021

[109] Goldbeck, Ortrud Kubaschewski - Von (1981). Hafnium Phase Diagrams. Atomic Energy Review Special Issue N8, 57-118, p89.

[110] https://fr.wikipedia.org/wiki/Solution_solide

[111] https://fr.wikipedia.org/wiki/Eutectique

[112] D. Rubini, P. Castany, Etude de la faisabilité de réalisation d'un alliage d'hafnium dopé au lanthane

[113] https://en.wikipedia.org/wiki/Kirkendall_effect

[114] Cantoro G, Colombo V, Concetti A, Ghedini E, Sanibondi P, Zinzani F (2011) Statistical analysis of high-speed schlieren imaging in PAC. IEEE Trans Plasma Sci (6th Triennial Special Issue on Images in Plasma Science)

[115] Improve plasma cut quality with these CNC steel and metal cutting tips, HYPERTHERM technical datasheet, 2022.

[116] Peters, J., Bartlett, B., Lindsay, J., & Heberlein, J. (2008). Relating spectroscopic measurements in a plasma cutting torch to cutting performance. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 28, 331-352.

[117] Kim, S., Heberlein, J., Lindsay, J., & Peters, J. (2010). Methods to evaluate arc stability in plasma arc cutting torches. Journal of Physics D: Applied Physics, 43(50), 505202.

[118] Kim, S., Heberlein, J., Lindsay, J., & Peters, J. (2012). Torch design modification using micro-jets to suppress fluid dynamic instabilities in plasma arc cutting. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 32, 45-63.

[119] Wang, J.; Zhu, Z.; He, C. & Yang, F., Effect of dual swirling plasma arc cutting parameters on kerf characteristics, International Journal of Material Forming, 2010 , 4 , 39-43

[120] Gage R M, 1959, The principles of the Modern Arc Torch Weld. J. 38 959–62

[121] Nemchinsky, V. A., & Severance, W. S. (2006). What we know and what we do not know about plasma arc cutting. Journal of physics d: applied physics, 39(22), R423.

[122] HPR260XD user Manual, HYPERTHERM, p4-17, 2011

[123] Osterhouse, David. Numerical modeling of the work piece region in the plasma arc cutting process. 2014. Thèse de doctorat. University of Minnesota.

[124] Flemmer, M. (2018). Plasma-arc cutting control: investigations into machine vision, modelling and cutting head kinematics: a thesis presented in partial fulfilment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy in Engineering at Massey University, Manawatu, New Zealand (Doctoral dissertation, Massey University).

[125] Yamaguchi, Y., Katada, Y., Itou, T., Uesugi, Y., Tanaka, Y., & Ishijima, T. (2015). Experimental investigation of magnetic arc blow in plasma arc cutting. Welding in the World, 59, 45-51.

[126] Kusumoto, K., Wang, J., & Nezu, K. (1999). A study on the cut surface quality of mild steel plate by oxygen plasma arc cutting. Quarterly Journal of the Japan Welding Society, 17(2), 201-208.

[127] J. Y.Wang, J. Yu, C. He, F. Yang, Effect of arc current ultrasonic-frequency pulsation on plasma cut quality, in: Materials Science Forum, Vol. 628, Trans Tech Publ, 2009, pp. 721–726.

[128] J. Wang, C. He, J. Yu, F. Yang, Development of a novel pulsed arc system for precision plasma cutting, in: 2009 International Conference on Mechatronics and Automation, IEEE, 2009, pp. 3426–3430.

[129] J. Y. Wang, C. He, J. Huang, J. Chen, C. Fang, An ultrasonic-frequency pulsed arc approach to improve the life of plasma cutting electrode, in: Key Engineering Materials, Vol. 450, Trans Tech Publ, 2011, pp. 288–291.

[130] Colombo, V., Concetti, A., Ghedini, E., Dallavalle, S., & Vancini, M. (2008). Understanding plasma fluid dynamics inside plasma torches through advanced modeling. IEEE transactions on plasma science, 36(2), 389-402.

[131] Colombo, V., Concetti, A., Ghedini, E., Rotundo, F., Sanibondi, P., Boselli, M., ... & Vancini, M. (2012). Advances in plasma arc cutting technology: the experimental part of an integrated approach. plasma chemistry and plasma processing, 32, 411-426.

[132] Gonzalez-Aguilar, J., Sanjurjo, C. P., Rodríguez-Yunta, A., & Calderón, M. G. (1999). A theoretical study of a cutting air plasma torch. IEEE Transactions on plasma science, 27(1), 264-271.

[133] Zhou, Q., Yin, H., Li, H., Xu, X., Liu, F., Guo, S., ... & Xu, P. (2009). The effect of plasma-gas swirl flow on a highly constricted plasma cutting arc. Journal of physics d: applied physics, 42(9), 095208.

[134] Lısal, M., Smith, W. R., & Nezbeda, I. (2000). Computer simulation of the thermodynamic properties of high-temperature chemically-reacting plasmas. The Journal of Chemical Physics, 113(12), 4885-4895.

[135] Mikhail Fedorovich Zhukov & IM Zasypkin. Thermal plasma torches: design, characteristics, application. Cambridge Int Science Publishing, 2007.

[136] Pateyron, B., Elchinger, M. F., Delluc, G., & Fauchais, P. (1996). Sound velocity in different reacting thermal plasma systems. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 16, 39-57.

[137] Idel'cik, I. E., & Meury, M. (1986). Memento des pertes de charge: coefficients de pertes de charge singulières et de pertes de charge par frottement (p. 504). Paris: Eyrolles.

[138] Mougenot, Jonathan. Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et matériau: application au soudage TIG. Laboratoire LAPLACE, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, Toulouse 3, 2013.

[139] Baudry, Cyril. Contribution à la modélisation instationnaire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc dans une torche de projection plasma. Laboratoire IRCER, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 2003.

[140] Freton, P. ; Gonzalez, J. J. ; Masquère, M. ; Reichert, Frank. Magnetic field approaches in dc thermal plasma modelling, 2011, Journal of Physics D: Applied Physics , Vol. 44, No. 34, p. 345202

[141] Taylor, Edwin F. et Wheeler, John Archibald. Spacetime physics. Macmillan, 1992.

[142] T. Poinsot, Quelques conseils pour être sûr que vos travaux en CFD ne finiront pas par une réussite totale..., IMF Toulouse et CERFACS, version Septembre 2006.

[143] Hughes, Ifan et Hase, Thomas. Measurements and their uncertainties: a practical guide to modern error analysis. OUP Oxford, 2010.

[144] Standard for models and simulations, NASA Technical Standard, reference NASA-STD-7009, 2008

[145] Patankar, Suhas. Numerical heat transfer and fluid flow. Mc-Graw-Hill, 1980.

[146] Verification and Validation (V&V): Quantifying Prediction Uncertainty and Demonstrating Simulation Credibility, NAFEMS communication May 15th, 2008

[147] Varenne, Franck. What does a computer simulation prove? The case of plant modeling at Cirad. 2001.

[148] Oberkampf, William L. et Trucano, Timothy G. Verification and validation in computational fluid dynamics. Progress in aerospace sciences, 2002, vol. 38, no 3, p. 209-272.

[149] Thacker, B. H., Doebling, S. W., Hemez, F. M., Anderson, M. C., Pepin, J. E., & Rodriguez, E. A. (2004). Concepts of model verification and validation, Los Alamos National Laboratory public report.

[150] Ghorui S. , Heberlein J. V. R. , Pfender, E. , Non-equilibrium modelling of an oxygen-plasma cutting torch, 2007, Journal of Physics D: Applied Physics , Vol. 40, No. 7 ,IOP Publishing , p. 1966

[151] Bailly, C. et Comte-Bellot, G. Turbulence (CNRS éditions). Sciences et techniques de l'ingénieur, 2003.

[152] https://en.wikipedia.org/wiki/Turbulent_Prandtl_number

[153] https://en.wikipedia.org/wiki/Schmidt_number

[154] Zhou, Qianhong ; Li, Hui ; Xu, Xu ; Liu, Feng ; Guo, Shaofeng ; Chang, Xijiang ; Guo, Wenkang ; Xu, Ping ; Comparative study of turbulence models on highly constricted plasma cutting arc, 2009, Journal of Physics D: Applied Physics , Vol. 42, No. 1, p. 015210

[155] E. F. Toro. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2009. ISBN : 978-3-540-25202-3 (cf. p. 24, 60).

[156] Guy Capdeville, Modélisation Numérique d'Ecoulements Compressibles, cours de l'Ecole Centrale de Nantes, 1999.

[157] Zhang, X. D., Trépanier, J.-Y., et Camarero, Ricardo. Modelling and computation of arc-flow interaction in circuit-breakers. International Journal of Computational Fluid Dynamics, 1994, vol. 2, no 1, p. 41-64.

[158] Hussein, S. A., Vassilev, A., Joly, A., & Robin-Jouan, P. (2015). Detailed investigation of breakdown prediction models for high voltage circuit breakers. Plasma Physics and Technology, 2(2), 108-111.

[159] E. F. Toro, M. Spruce et W. Speares. Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver. Shock Waves 4 (1994), p. 25-34 (cf. p. 63, 64).

[160] https://en.wikipedia.org/wiki/Thermal_mass_flow_meter

[161] Lehnasch, Guillaume. Contribution à l'étude numérique des jets supersoniques sous-détendus. 2005. Thèse de doctorat. Université de Poitiers.

[162] Sember, V., Mašláni, A., Křenek, P., Heinrich, M., Nimmervoll, R., Pauser, H., & Hrabovský, M. (2011). Spectroscopic characterization of a steam arc cutting torch. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 31, 755-770.

[163] Peters, John, Herbelein, Joachim, et Lindsay, Jon. Spectroscopic diagnostics in a highly constricted oxygen arc. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, vol. 40, no 13, p. 3960.

[164] Pardo, C., González-Aguilar, J., Rodriguez-Yunta, A., et al. Spectroscopic analysis of an air plasma cutting torch. Journal of Physics D: Applied Physics, 1999, vol. 32, no 17, p. 2181.

[165] https://en.wikipedia.org/wiki/Lewis_number

[166] Rodríguez-Yunta, A., González-Aguilar, J., Pardo, C., & Calderón, M. A. G. Non-equilibrium modelling of a plasma arc cutting torch, Proceedings of ISPC 15, Orléans, 2001

[167] Boulos, M. I. (1985). Advanced course on thermal plasmas : technology and applications, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, the Netherlands, June 26-28, 1985. Eindhoven University of Technology.

[168] Ramakrishnan, S. / Gershenzon, Maya / Polivka, Frederick / Kearney, Trevor N. / Rogozinski, Maciej W. , Plasma generation for the plasma cutting process, IEEE Transactions on Plasma Science, 1997, Vol. 25, No. 5, p. 937-946

[169] Rat, Vincent, and Jean-François Coudert. "A simplified analytical model for dc plasma spray torch: influence of gas properties and experimental conditions." Journal of Physics D: Applied Physics 39.22 (2006): 4799.

[170] Nemchinsky, Valerian A. , Plasma flow in a nozzle during plasma arc cutting, 1998, Journal of physics d: applied physics , Vol. 31, No. 21, IOP Publishing, p. 3102

[171] Couch Jr, Richard W [US]; Sanders Nicholas A [US]; Luo Lifeng [US]; Sobr John [US]; Baeckander Patrik [US] , Nozzle and method of operation for a plasma arc torch , US patent application number US5317126, HYPERTHERM INC [US], 1994

[172] Maecker, H., Ein Lichtbogen fur hohe Leistungen, Zeitschrift fur Physik, 1951, 129, 108-122

[173] Nemchinsky, Valerian A. Dross formation and heat transfer during plasma arc cutting. Journal of Physics D: Applied Physics, 1997, vol. 30, no 18, p. 2566.

[174] Rosenthal, Daniel. Mathematical theory of heat distribution during welding and cutting. Welding journal, 1941, vol. 20, no 5, p. 220s-234s.

[175] Miyazaki, Toshiyuki / Giedt, Warren H., Heat transfer from an elliptical cylinder moving through an infinite plate applied to electron beam welding, 1982, International Journal of Heat and Mass Transfer , Vol. 25, No. 6 , Elsevier, p. 807-814

[176] Nemchinsky, Valerian et Kulacki, F. A. Heat transfer in plasma arc cutting. Handbook of thermal science and engineering, 2017, p. 1-62.

[177] Dou, Weixue, Yang, Zexi, Wang, Ziming, et al. Molten steel flow, heat transfer and inclusion distribution in a single-strand continuous casting tundish with induction heating. Metals, 2021, vol. 11, no 10, p. 1536.

[178] Ivarson, Anders, Powell, John, Kamalu, J., et al. The oxidation dynamics of laser cutting of mild steel and the generation of striations on the cut edge. Journal of materials processing technology, 1994, vol. 40, no 3-4, p. 359-374.

[179] Ivarson, Anders, Powell, John, et Magnusson, Claes. The role of oxidation in laser cutting stainless and mild steel. *Journal of laser applications*, 1991, vol. 3, no 3, p. 41-45.

[180] Ramakrishnan, S., Shrinet, V., Polivka, F. B., Kearney, T. N., & Koltun, P. (2000). Influence of gas composition on plasma arc cutting of mild steel. Journal of physics d: applied physics, 33(18), 2288.

[181] Nemchinsky, Valerian A. et Severance, W. S. What we know and what we do not know about plasma arc cutting. Journal of physics d: applied physics, 2006, vol. 39, no 22, p. R423.

[182] Martin, C., Nemchinsky, V. A., et Severance, W. S. Measurements of power of oxidation reaction during plasma arc cutting of steel with an oxygen plasma. Journal of Physics D: Applied Physics, 2013, vol. 46, no 22, p. 224014.

[183] Preissig, K. U., Petring, D., & Herziger, G. (1994, September). High-speed laser cutting of thin metal sheets. In Laser Materials Processing: Industrial and Microelectronics Applications (Vol. 2207, pp. 96-110). SPIE.

[184] Badoniya, Pushkal. CO_2 laser cutting of different materials—A review. Int. Res. J. Eng. Technol, 2018, vol. 5, no 6, p. 1-12.

[185] Kassabji, F. et Fauchais, Pierre. Les générateurs à plasma. Revue de Physique Appliquée, 1981, vol. 16, no 10, p. 549-577.

[186] Burhorn, F. / Maecker, H. / Peters, T. , Temperaturmessungen am wasserstabilisierten Hochleistungsbogen, 1951, Zeitschrift fur Physik , Vol. 131, No. 1, p. 28-40

[187] Swift-Hook, D. T., Gick, A. E. F., et al. Penetration welding with lasers. Welding journal, 1973, vol. 52, no 11, p. 492s-499s.

[188] Bunting, K. A. et Cornfield, G. Toward a general theory of cutting: a relationship between the incident power density and the cut speed. 1975.

[189] Rosenthal, Daniel. The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments. Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, 1946, vol. 68, no 8, p. 849-865.

[190] Eagar, T. W., Tsai, N. S., *et al.* Temperature fields produced by traveling distributed heat sources. *Welding journal*, 1983, vol. 62, no 12, p. 346-355.

[191] Moreau B., Grzebyk M. Utilisation des machines automatiques de découpe des métaux par oxycoupage, plasma et laser. Point de repère -Hygiène et Sécurité au Travail, 42-217, INRS 4ème trimestre 2009.

[192] Fridman, Alexander. *Plasma chemistry*. Cambridge university press, 2008.

[193] Hrabovsky, Milan. Thermal plasma generators with water stabilized arc. The Open Plasma Physics Journal, 2009, vol. 2, no 1

[194] Benilov, M. S. et Naidis, G. V. What is the mathematical meaning of Steenbeck's principle of minimum power in gas discharge physics ? Journal of Physics D: Applied Physics, 2010, vol. 43, no 17, p. 175204.

[195] Maecker, H. Über die charakteristiken zylindrischer Bögen. Zeitschrift für Physik, 1959, vol. 157, p. 1-29.

[196] Boulos, M. I. (1985). Advanced course on thermal plasmas : technology and applications, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, the Netherlands, June 26-28, 1985. Eindhoven University of Technology.

[197] https://en.wikipedia.org/wiki/Pinch_(plasma_physics)

[198] Youssef Abdo, Vandad Rohani, Laurent Fulcheri, A Simple Theory for Cathode Jets in Plasma Arcs, Proceedings of the 15th High-Tech Plasma Processes Conference (HTPP15), IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1243 (2019) 012016, doi:10.1088/1742-6596/1243/1/012016

[199] Mitrani, J. M., Brown, J. A., Goldblum, B. L., Laplace, T. A., Claveau, E. L., Draper, Z. T., ... & Higginson, D. P. (2021). Thermonuclear neutron emission from a sheared-flow stabilized Z-pinch. Physics of Plasmas, 28(11).

[200] Makoto Inoue, Chigasaki / Kunio Horiai, Hiratsuka / Toshiya Shintani, Kanagawa / Yoshihiro Yamaguchi, Hiratsuka, Method of machining plate materials with a plasma cutter and plasma torch, 1990

[201] https://fr.wikipedia.org/wiki/Nombre_de_swirl

[202] https://en.wikipedia.org/wiki/Reynolds_number

[203] https://en.wikipedia.org/wiki/Kelvin%E2%80%93Helmholtz_instability

[204] Schlichting, Hermann et Gersten, Klaus. Boundary-layer theory. springer, 2016.

[205] Arnal, D., Casalis, G., et Houdeville, R. Practical transition prediction methods: subsonic and transonic flows. VKI Lectures Series Advances in Laminar-Turbulent Transition Modelling, 2008.

[206] https://en.wikipedia.org/wiki/Tollmien%E2%80%93Schlichting_wave

[207] Modesti, Davide et Pirozzoli, Sergio. Direct numerical simulation of supersonic pipe flow at moderate Reynolds number. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2019, vol. 76, p. 100-112.

[208] Deng, Xi, Boivin, Pierre, et Xiao, Feng. A new formulation for two-wave Riemann solver accurate at contact interfaces. Physics of Fluids, 2019, vol. 31, no 4.

[209] Improvements in or related to plasma arc burners, GB patent n° 1025678, Kjellberg,1966.

[210] Addy, A. L. Effects of axisymmetric sonic nozzle geometry on Mach disk characteristics. AIAA Journal, 1981, vol. 19, no 1, p. 121-122.

[211] Antsupov, A. V. Properties of underexpanded and overexpanded supersonic gas jets. Soviet Physics Technical Physics, 1974, vol. 19, p. 234.

[212] Otobe, Y., Kashimura, H., Matsuo, S., et al. Influence of nozzle geometry on the near-field structure of a highly underexpanded sonic jet. Journal of Fluids and Structures, 2008, vol. 24, no 2, p. 281-293.

[213] Ashkenas, Harry et Sherman, Frederick S. Structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels. 1965.

[214] Phalnikar, K. A., Kumar, R., et Alvi, F. S. Experiments on free and impinging supersonic microjets. Experiments in Fluids, 2008, vol. 44, p. 819-830.

[215] Dubois, Julien. Etude expérimentale de jets libres, compressibles ou en présence d'un obstacle. 2010. Thèse de doctorat. Aix-Marseille Université.

[216] Zhou, Q., Li, H., Liu, F., Guo, S., Guo, W., & Xu, P. (2008). Effects of nozzle length and process parameters on highly constricted oxygen plasma cutting arc. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 28, 729-747.

[217] Davydenko, V. G. et Shimanovich, V. D. The dynamic pressure from a compressed arc in metal cutting. Journal of engineering physics, 1978, vol. 34, no 4, p. 461-465. Translated from Inzhenerno-Fizicheskii Zhurnal, Vol. 34, No. 4, pp. 684-689, April, 1978. Physics Institute, Academy of Sciences of the Belorussian SSR, Minsk. submitted April 7, 1977.

[218] L. Girard, Présentation de soutenance de thèse, Toulouse, 2004.

[219] Pierre Freton, Jean-Jacques Gonzalez, Étude de la caractérisation numérique d'un dispositif de découpe plasma, Contrat n°2017-640 entre Akryvia et l'Université Paul Sabatier, Laboratoire LAPLACE, Equipe AEPPT, non publié.

[220] https://en.wikipedia.org/wiki/Schlieren_photography

[221] Sanders Nicholas A, Couch Jr Richard W, Arc torch nozzle shield for plasma, brevet US5132512 (A), Hypertherm, 1988

[222] Duan Zheng, Liebold Stephen M, Brandt Aaron D, Plasma arc torch providing angular shield flow injection Applicant(s), brevet EP2384097, HYPERTHERM, 2005

[223] Guo, S., Zhou, Q., Guo, W., & Xu, P. (2010). Computational analysis of a double nozzle structure plasma cutting torch. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 30, 121-140.

[224] XPR user manual, O_2-Air process for mild steel, Hypertherm, 2022

[225] Mazumder, J., Mohanty, P. S., et Kar, A. Mathematical modelling of laser materials processing. International Journal of Materials and Product Technology, 1996, vol. 11, no 3-4, p. 193-252.

[226] Mas, Cédric, Fabro, Rémy, et Gouédard, Yannick. Steady-state laser cutting modeling. Journal of Laser Applications, 2003, vol. 15, no 3, p. 145-152.

[227] Jodoin, B. Etude théorique du jet de plasma supersonique a courant continu. Thèse de doctorat de l'Universite de Sherbrooke, 1998.

[228] Roumilhac, P., Coudert, J. F., & Fauchais, P. Influence of the arc chamber design and of the surrounding atmosphere on the characteristics and temperature distributions of Ar-H2 and Ar-He spraying plasma jets. MRS Online Proceedings Library (OPL), 190, 227, 1990.

[229] Gueye, P., Cressault, Y., Rohani, V., & Fulcheri, L.. A simplified model for the determination of current-voltage characteristics of a high pressure hydrogen plasma arc. Journal of Applied Physics, 121(7), 2017.

[230] Diab, J., Dames, E., Rohani, V., Wyse, E., & Fulcheri, L. Review of DC and AC Arc Plasma at High Pressures Above Atmospheric Pressure. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 44(2), 687-720, 2024.

[231] Liu, Sen-Hui, Zhang, Shan-Lin, Li, Cheng-Xin, et al. Generation of long laminar plasma jets: experimental and numerical analyses. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2019, vol. 39, p. 377-394.

[232] Chen, X., Pan, W., Meng, X., Cheng, K., Xu, D. Y., & Wu, C. (2006). What do we know about long laminar plasma jets ?. Pure and applied chemistry, 78(6), 1253-1264.