



**HAL**  
open science

## **Modélisation CFD de l'écoulement dans une torche plasma triphasée de 100 Kw fonctionnant à l'air : influence du rayonnement de l'arc**

Sabri Takali, Yann Cressault, Maxime Gautier, Vandad-Julien Rohani, Frédéric Fabry, François Cauneau, Laurent Fulcheri

### ► To cite this version:

Sabri Takali, Yann Cressault, Maxime Gautier, Vandad-Julien Rohani, Frédéric Fabry, et al.. Modélisation CFD de l'écoulement dans une torche plasma triphasée de 100 Kw fonctionnant à l'air : influence du rayonnement de l'arc. CAE XI - 12ème Colloque sur les arcs électriques, Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques (LAEPT EA 4646) de l'Université Blaise Pascal et de l'Université d'Auvergne, Mar 2015, Clermont-Ferrand, France. hal-01144354

**HAL Id: hal-01144354**

**<https://minesparis-psl.hal.science/hal-01144354v1>**

Submitted on 21 Apr 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# MODELISATION CFD DE L'ÉCOULEMENT DANS UNE TORCHE PLASMA TRIPHASEE DE 100 KW FONCTIONNANT A L'AIR: INFLUENCE DU RAYONNEMENT DE L'ARC

Sabri TAKALI<sup>(1)</sup>, Yann CRESSAULT<sup>(2)</sup>, Maxime GAUTIER<sup>(1)</sup>, Vandad ROHANI<sup>(1)</sup>, Frédéric FABRY<sup>(1)</sup>, François CAUNEAU<sup>(1)</sup>, Laurent FULCHERI<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup> MINES ParisTech, PSL-Research University, PERSEE Centre procédés, énergies renouvelables et systèmes énergétiques, rue Claude Daunesse, CS 10207, 06904 Sophia Antipolis Cedex, France, Tel : +33.493.957.540, Email: [sabri.takali@mines-paristech.fr](mailto:sabri.takali@mines-paristech.fr)

<sup>(2)</sup> Université Paul Sabatier, LAPLACE : Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie, Toulouse III, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse cedex 09, France, Tel : +33.561.558.221, Email : [cressault@laplace.univ-tlse.fr](mailto:cressault@laplace.univ-tlse.fr)

**Résumé :** Ce travail présente une étude CFD d'une torche plasma triphasée de 100 kW fonctionnant à l'air. L'ensemble des phénomènes ayant lieu dans la colonne d'arc est simplifié par un modèle source et une étude paramétrique est dédiée à l'étude de la robustesse de ce modèle. Le modèle prend en compte le rayonnement du gaz plasmagène par le biais du coefficient moyen d'absorption à 6 bandes issu d'un modèle numérique détaillé. Les résultats obtenus montrent l'importance du rôle du rayonnement sur le champ de température dans le gaz et sur les parois du réacteur. Le modèle source, bien que très simplifié, permet, à moindre coût, une bonne prise en compte des transferts radiatifs et convectifs.

**Mots clés :** Torche plasma triphasée, modèle source, rayonnement plasma, air, flux aux parois

## Introduction

Plusieurs modèles MHD ont été développés pour étudier les décharges électriques dans des torches plasma à courant continu [1]–[3] ou à courant alternatif [4]. Les résultats issus de ces travaux ont permis de bien décrire le comportement de l'arc en régime instationnaire et les différents phénomènes qui régissent la décharge mais se confrontent généralement à des coûts de calcul très élevés et se limitent généralement à la zone inter-électrodes. Dans une perspective de modélisation de l'ensemble de la torche plasma, un modèle source simplifié est proposé.

### 1. Modèle source de l'arc électrique

L'objectif de ce travail consiste à prédire le comportement de l'écoulement du plasma, quantifier les pertes thermiques aux parois et analyser l'interaction entre le gaz plasmagène et les différents composants de la torche. Afin d'obtenir des résultats fiables avec un coût de calcul limité, les hypothèses et les simplifications suivantes ont été posées :

- i) l'écoulement est stationnaire.
- ii) l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL) est vérifié dans le plasma, ce qui permettra de définir une température unique pour toutes les espèces présentes en chaque point du domaine de calcul.
- iii) Le gaz est incompressible car le nombre de Mach est supposé inférieur à 0,3.

Pour des raisons de symétrie, seulement un tiers de la torche est modélisé afin de réduire le temps de calcul.

### 1.1. La torche plasma triphasée à électrodes en graphite

La torche plasma triphasée est une torche à électrodes en graphite développée pour un fonctionnement à l'air. La simulation se limite aux composants en contact avec l'air plasmagène : électrodes, isolations électrique, céramiques d'isolation thermique, parois en acier inoxydable ainsi que le film d'eau qui assure le refroidissement des parois. Cette torche est conçue pour une puissance nominale de 100 kWe et un débit de gaz de  $65 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ .

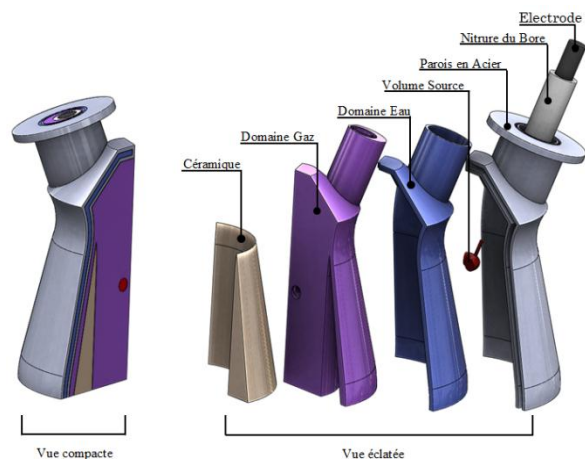


Figure 1 : Géométrie de la torche en vues compacte et éclatée (le tiers modélisé)

## 1.2. Modèle source

La simplification de la prise en compte de la colonne d'arc est basée sur le travail de C. Rehmert, portant sur la modélisation MHD de la colonne d'arc dans la configuration d'une torche plasma alimentée en courant triphasé [5].

L'arc est caractérisé par des jets aux électrodes qui font accélérer le gaz en contact avec les tâches cathodique et anodique à des vitesses de l'ordre de quelques centaines de  $\text{m.s}^{-1}$ , ce qui impose au pied de l'arc une direction perpendiculaire à la surface de l'électrode. L'effet Maecker est à l'origine de cette accélération du gaz qui se produit sous l'effet de la restriction de la section de passage du courant à l'interface arc-électrode et est largement influencé par la température des électrodes. Pour un courant imposé de 400 A, la simulation MHD prévoit une vitesse de jet voisine de  $360 \text{ m.s}^{-1}$ , qui reste très confinée. Des vitesses plus élevées peuvent être rencontrées pour des courants plus forts et peuvent même donner lieu à des ondes de choc. Le rayon de l'arc dans ces mêmes conditions est compris entre 3 et 4 mm. La température maximale atteinte se situe aux alentours de 17 500 K et la densité de courant est proche de  $5.10^7 \text{ A.m}^{-2}$  [6].

Comme l'hypothèse stationnaire est adoptée, on accorde à ce modèle simplifié une structure statique moyennée de la colonne d'arc permettant de retrouver les conditions de température et de vitesse au voisinage de la colonne d'arc sans le coût de calcul du modèle MHD.

La forme de la colonne d'arc dépend de l'ensemble des forces qui lui sont appliquées, principalement les forces hydrodynamiques et électromagnétiques. Bien que la force hydrodynamique ait une influence sur la stabilité de la colonne d'arc, c'est essentiellement la force électromagnétique qui définit la forme de la colonne d'arc. En effet, lorsque les électrodes sont dans une configuration coplanaire, la force de Lorentz a un impact minimal sur la colonne d'arc car la direction imposée par les jets aux électrodes laisse l'arc confiné dans la zone inter-électrodes (un conducteur de courant rectiligne n'a pas d'effet déviant sur lui-même). Par contre, lorsque les électrodes sont dans une configuration angulaire, la force due à l'effet Maecker n'est pas dirigée vers les électrodes en face et la colonne d'arc est étirée d'avantage avant d'assurer la fermeture électrique avec l'anode. La forme incurvée de l'arc initialement imposée par ces jets, est amplifiée par la force de Lorentz [7].

Bien que la décharge possède une certaine instabilité sur un laps de temps supérieur à une période de courant, des formes statistiquement prépondérantes caractérisent la colonne d'arc comme celle qu'on voit dans la Figure 2 pour la configuration parallèle.

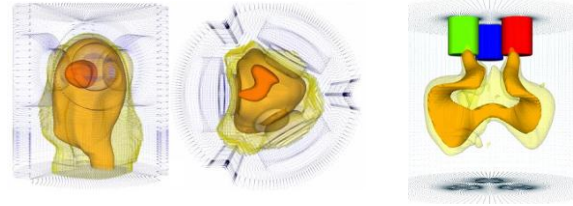


Figure 2 : (Gauche et centre) Arc représenté par des iso-surfaces de température à 15 000 K, 10 000 K et 5 000 K dans une configuration coplanaire des électrodes, (Droite) Arc représenté par des iso-surfaces de température à 8 000 K et 5 000 K dans une configuration parallèle des électrodes. Résultats issus du modèle MHD de la thèse de C. Rehmert [6].

Cette morphologie est simplifiée avec une approximation filaire de la colonne d'arc et avec un rayon unique, quelle que soit la position curviligne sur la colonne. En réalité, pour chaque période de courant, 6 arcs ont lieu successivement entre les 3 électrodes qui jouent alternativement le rôle de cathode puis d'anode mais un seul arc existe à la fois. En se basant sur l'hypothèse de stationnarité où on néglige la fréquence du courant, on suppose que les arcs coexistent entre les trois électrodes et occupent toujours le même volume. La forme qui en résulte selon la Figure 3 est proche d'un tore avec des pieds d'arc colinéaires avec les axes des électrodes. Cette forme est gardée par la suite comme étant la source volumique de puissance et de quantité de mouvement et représente la colonne d'arc.

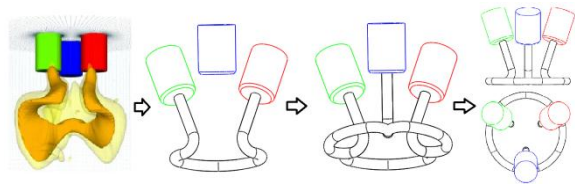


Figure 3 : Illustrations des hypothèses de simplification de la colonne d'arc en un volume torique avec des pieds d'arc linéaires (de gauche à droite : forme prépondérante issue de la simulation MHD, approximation filaire de la forme de l'arc, hypothèse de stationnarité et vues de face et de dessus de la colonne simplifiée)

Une puissance de 100 kWe est introduite de façon homogène dans le domaine source de volume  $4 \text{ cm}^3$ . On introduit également une quantité de mouvement avec une composante radiale de  $4 000 \text{ N.m}^{-3}$  et une composante axiale de  $-800 \text{ N.m}^{-3}$  représentant les forces électromagnétiques moyennes [8]

## 1.3. Paramètres de calcul et conditions aux limites

L'ensemble des phénomènes pris en compte dans ce modèle est régi par les équations de l'hydrodynamique de Navier-Stokes, la variante RNG  $k-\epsilon$  du

modèle de turbulence et l'équation de transfert radiatif pour le rayonnement. Le paramètre le plus critique dans l'ETR est le coefficient d'absorption spectral [9]. Plusieurs bases de données spectrales des coefficients d'absorption ont été développées depuis les années 1960 sur l'air [9]–[13]. Dans les simulations présentées, les coefficients d'absorption utilisés découlent des travaux récents de T. Billoux [14] qui considère à la fois les contributions atomiques et moléculaires. Cette base de données est définie pour des températures comprises entre 300 et 30 000 K et des longueurs d'ondes allant de 0,209  $\mu\text{m}$  jusqu'à l'infrarouge lointain. Elle prend en compte le rayonnement provenant du continuum moléculaire ( $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{NO}_3$ ,  $\text{N}_2\text{O}_5$ ), du continuum atomique ( $\text{O}$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{O}^{2+}$ ,  $\text{O}^{3+}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{N}^+$ ,  $\text{N}^{2+}$ ,  $\text{N}^{3+}$ ,  $\text{O}^-$ ), des bandes moléculaires diatomiques ( $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$  et  $\text{N}_2^+$ , soit 20 systèmes moléculaires), et des raies atomiques (6217 pour l'oxygène et 8313 pour l'azote). Les coefficients moyens d'absorption calculés sont comparés à ceux issus des travaux de Bartlova et al. [15] définis sur les bandes suivantes : [0,402 – 0,777], [1,013 – 5,263] et [5,263 – 8,108]  $\mu\text{m}$ . Comme le montre la Figure 4, les CMA des deux bases de données présentent des allures similaires avec des pics situés aux mêmes températures pour les moyennes de Rosseland et de Planck. Pour la suite, nous utiliserons les CMA sur 6 bandes définies sur tout le spectre : [0,0333 – 0,402], [0,402 – 0,777], [0,777 – 1,013], [1,013 – 5,263], [5,263 – 8,108] et [8,108 – 100].

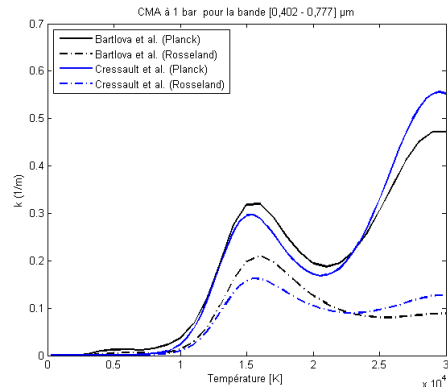


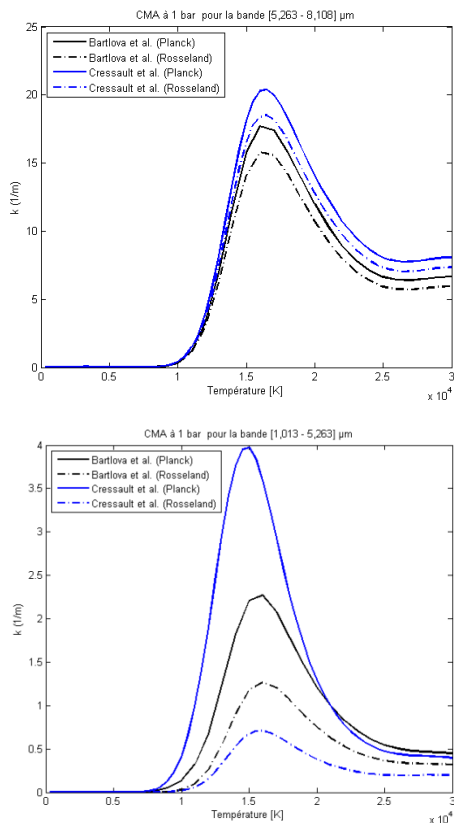
Figure 4 : CMA de l'air à 1 bar en fonction de la température pour les bandes [5,263 – 8,108], [1,013 – 5,263] et [0,402 – 0,777]

Le circuit de refroidissement par eau est intégré dans le modèle. Une condition de convection naturelle est imposée sur les parois externes du réacteur. En ce qui concerne le rayonnement, le modèle « Discrete Ordinate » est sélectionné avec une discrétisation spatiale à 3 angles polaires et 2 angles azimutaux

## 2. Résultats de la simulation

### 2.1. Simulation de l'écoulement de gaz plasmagène sans rayonnement

Afin de s'assurer de la robustesse du modèle source, les premières simulations ont été réalisées en l'absence de rayonnement (cf. Figure 5). La variation de plus ou moins 50 % du volume de l'arc conduit à des variations de température de quelques pourcents en aval de l'écoulement. De même, la modification de plus ou moins 10 % de la valeur de la quantité de mouvement, représentative des forces électromagnétiques, n'a qu'une faible influence sur le résultat final. D'un autre côté, la modification des paramètres physiques montre l'importance des conditions opératoires pour le bon fonctionnement de la torche et la bonne tenue thermique de ses composants. En effet, en baissant le débit d'air de  $65 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  à  $25 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ , une surchauffe des parois est observée, dépassant la température limite de la céramique en dioxyde de zirconium. Par contre, en doublant le débit d'air, le champ de température à la sortie de la torche n'est plus homogène et une faible zone à haute densité d'énergie est localisée au centre. Lorsque la puissance électrique source passe de 50 kWe à 150 kWe, le modèle montre une croissance de la température et une meilleure homogénéité sur la section de sortie sans que les températures de parois n'atteignent des valeurs critiques.





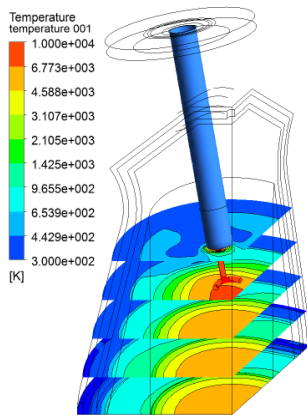


Figure 5 : Champ de température sur des sections à différentes hauteurs par rapport à l'extrémité de l'électrode (0, 4, 8, 12 et 16 cm). (sans rayonnement)

## 2.2. Simulation avec prise en compte du rayonnement du gaz et des solides

Comme le montre la Figure 6 et le Tableau 1, le rayonnement joue un rôle primordial dans les transferts thermiques. Le rayonnement se traduit par un refroidissement drastique du volume source en baissant sa température moyenne de 11 241 K à 8558 K. Les pertes thermiques, quasiment négligeables dans le cas « sans rayonnement », atteignent 17 % avec le rayonnement.

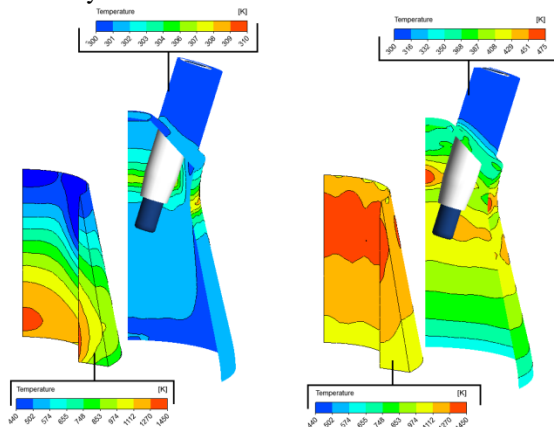


Figure 6 : Température de la paroi interne en acier et de la céramique sans rayonnement (gauche) et avec rayonnement (droite). (Différentes échelles)

Tableau 1 : Comparaison des températures des éléments du modèle CFD et des flux aux parois, avec et sans rayonnement.

K°	Sans Rayonnement			Avec Rayonnement		
	T <sub>min</sub>	T <sub>mov</sub>	T <sub>max</sub>	T <sub>min</sub>	T <sub>mov</sub>	T <sub>max</sub>
Zone arc	5205	11124	19635	4926	8558	10509
Gaz	299	562	18869	299	690	9564
Eau	299	300	301	299	303	344
Acier	299	301	310	299	373	474
Céramique	305	732	1332	980	1187	1420
Électrode	479	897	2314	603	978	2138
Flux aux parois	0,1 kW ≈ 0.4 %			5,530 kW ≈ 16.7 %		

## Conclusion

Le modèle source adopté pour simuler l'écoulement de gaz chaud dans la torche, a donné des résultats cohérents et une sensibilité satisfaisante vis à vis des paramètres du modèle. L'introduction du rayonnement montre que ce mode de transfert change totalement les distributions des flux d'énergie dans la torche et possède un grand impact sur le champ de température dans le gaz et sur les parois

## Références

- [1] H.-P. Li, E. Pfender, et X. Chen, « Application of Steenbeck's minimum principle for three-dimensional modelling of DC arc plasma torches », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 36, n° 9, p. 1084, mai 2003.
- [2] H.-P. Li et X. Chen, « Three-dimensional modelling of a dc non-transferred arc plasma torch », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 34, n° 17, p. L99, sept. 2001.
- [3] B. Barthelemy, « Combustion-Vitrification de déchets radioactifs par plasma d'arc : modélisation de la thermique et de la dynamique », thesis, Université de Limoges.
- [4] C. Rehmet, « Étude théorique et expérimentale d'une torche plasma triphasée à arcs libres associée à un procédé de gazéification de matière organique », Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2013.
- [5] C. Rehmet, V. Rohani, F. Cauneau, et L. Fulcheri, « 3D Unsteady State MHD Modeling of a 3-Phase AC Hot Graphite Electrodes Plasma Torch », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 33, n° 2, p. 491-515, avr. 2013.
- [6] C. Rehmet, V. Rohani, F. Cauneau, et L. Fulcheri, « 3D Unsteady State MHD Modeling of a 3-Phase AC Hot Graphite Electrodes Plasma Torch », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 33, n° 2, p. 491-515, avr. 2013.
- [7] C. Rehmet, F. Fabry, V. Rohani, F. Cauneau, et L. Fulcheri, « Unsteady state analysis of free-burning arcs in a 3-Phase AC plasma torch: comparison between parallel and coplanar electrode configurations », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, n° 6, p. 065011, déc. 2014.
- [8] B. Ravary, « Modélisation thermique et hydrodynamique d'un réacteur plasma triphasé. Contribution à la mise au point d'un procédé industriel pour la fabrication de noir de carbone », thèse de Doctorat ENSMP, 1998.
- [9] B. H. Armstrong, J. Sokoloff, R. W. Nicholls, D. H. Holland, et R. E. Meyerott, « Radiative properties of high temperature air », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 1, n° 2, p. 143-162, nov. 1961.
- [10] J. S. R. E. Meyerott, « Absorption coefficient of air », p. 104, 1960.
- [11] D. R. Churchill, B. H. Armstrong, et K. G. Mueller, « Absorption coefficient of heated air: a compilation to 24, 000 deg K, Volume 2 », oct. 1965.
- [12] P. Rivière, A. Soufiani, M. Y. Perrin, H. Riad, et A. Gleizes, « Air mixture radiative property modelling in the temperature range 10,000–40,000 K », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 56, n° 1, p. 29-45, juill. 1996.
- [13] B. Peyrou, L. Chemartin, P. Lalande, B. G. Chéron, P. Rivière, M.-Y. Perrin, et A. Soufiani, « Radiative properties and radiative transfer in high pressure thermal air plasmas », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 45, p. 455203, nov. 2012.
- [14] T. Billoux, « Elaboration d'une base de données radiatives pour des plasmas de type CwHxOyNz et application au transfert radiatif pour des mélanges air, CO2 et CO-H2 », Thèse de Doctorat, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2013.
- [15] N. Bogatyreva, M. Bartlova, et V. Aubrecht, « Mean absorption coefficients of air plasmas », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 275, n° 1, p. 012009, janv. 2011.