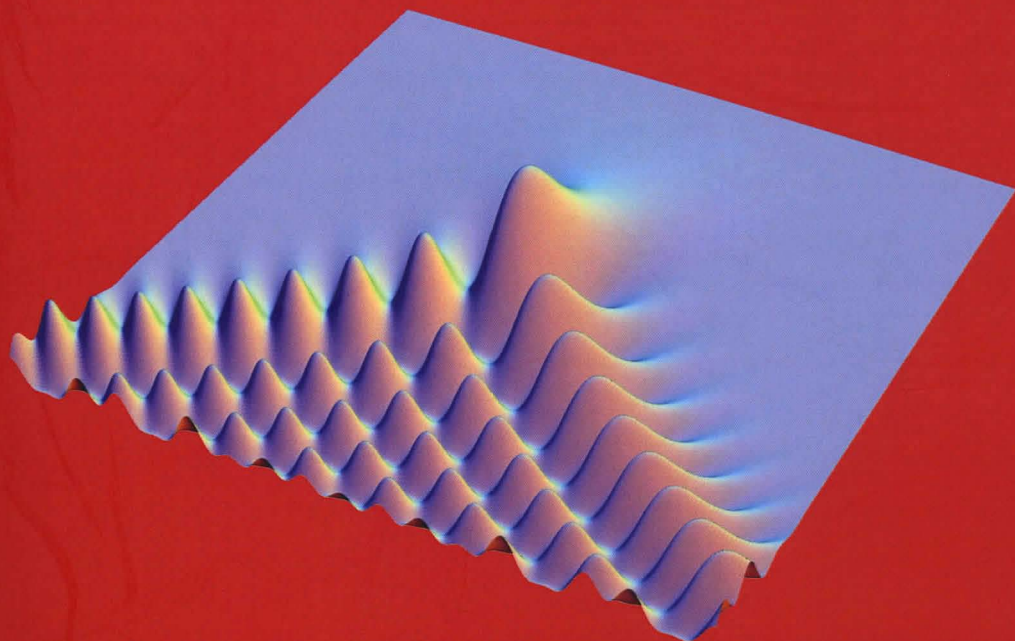


# Modélisation : Atomes, Molécules, Plasmas et Systèmes Dynamiques



Editeurs :  
Charles de Izarra  
Marylène Vallée

Bourges, 23 et 24 mai 2013



# Écoulements ionisés dans des plasmatrons pour la simulation des conditions d'entrée en atmosphères planétaires

A. Kaminska<sup>1</sup>, Z. Szymanski<sup>2</sup>, J. Hoffman<sup>2</sup>, D. Vacher<sup>3</sup>,  
S. Menecier<sup>3</sup> et M. Dudeck<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Electric Power Engineering,  
IEPE Poznan University of Technology, 60-965 Poznan, Poland*

<sup>2</sup>*Division of Laser Technology Applications, Institute of Fundamental  
Technological Research, IPPT, 00-049 Warsaw, Poland*

<sup>3</sup>*Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques, LAEPT,  
Clermont Université, Université d'Auvergne, Université Blaise Pascal, 63000  
Clermont-Ferrand, France*

<sup>4</sup>*Institut d'Alembert, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75252  
Paris, France  
mél : michel.dudeck@upmc.fr*

---

**Résumé :** Deux plasmatrons à arc non transférés sont utilisés pour simuler les propriétés du gaz ionisé entourant une sonde d'exploration planétaire. Le plasmatron de l'IEPE (Poznan) d'une puissance maximale de 25 kW fonctionne à pression atmosphérique et à pression réduite ( $p > 1$  kPa) avec de l'argon, de l'azote et des mélanges  $\text{CO}_2\text{-N}_2$ . La source à arc non transféré du LAEPT (Clermont-Ferrand) d'une puissance applicable maximale de 100 kW fonctionne à pression atmosphérique avec de nombreux mélanges gazeux dont les mélanges  $\text{N}_2\text{-O}_2$  et  $\text{CO}_2\text{-N}_2$ . Une modélisation fluide du plasmatron de l'IEPE est présentée pour de l'argon en tenant compte d'un déséquilibre thermique  $T_e - T$ . Des mesures de température par spectroscopie d'émission ont été réalisées dans les jets de plasma obtenus avec les deux plasmatrons. La température d'excitation de l'azote atomique et la température de vibration de la molécule CN ont été déterminées (IEPE). Les températures d'un plasma d'air et d'un plasma de  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  ont été déterminées à partir de l'émission du cuivre (LAEPT).

---

## 1 Introduction

L'onde de choc apparaissant devant une sonde spatiale traversant à vitesse hypersonique les hautes couches d'une atmosphère planétaire (Terre, Mars, Vénus) produit une dissociation et une ionisation des molécules, une excitation des modes internes (rotation-vibration) et des effets radiatifs. Pour les vols à grandes vitesses ( $> 11$  km/s), le flux d'énergie dirigé vers la surface de la sonde est principalement radiatif et la connaissance de ce flux radiatif qui est alors plus important que le

flux convectif, est essentielle pour l'optimisation des protections thermiques de la sonde spatiale. Plusieurs types de moyens d'essais sont actuellement utilisés pour reproduire l'environnement ionisé d'une sonde spatiale et le rayonnement émis ; il s'agit principalement des torches inductives ICP, des tubes à choc, des sources micro-ondes et des plasmatron. L'Institut d'Electro-Energétique, IEPE, de l'Ecole Polytechnique de Poznan utilise pour la simulation des conditions radiatives autour d'une sonde spatiale, un plasmatron à anode segmentée [1-6] créant un jet de plasma dans une chambre à vide. Le jet de plasma est créé dans un canal cylindrique par un arc (30-400 A) et il se détend dans une chambre cylindrique où la pression statique est comprise entre 1 et 100 kPa. Le jet de plasma créé est axisymétrique et subsonique. Les études expérimentales par spectroscopie d'émission ont été réalisées avec des mélanges CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> pour la simulation des conditions d'entrée en atmosphère martienne. Un modèle hydrodynamique est utilisé pour décrire l'écoulement de gaz ionisé dans le plasmatron. Ce modèle qui introduit un déséquilibre thermique ( $T_e, T$ ) a été développé initialement pour de l'argon ; il tient compte d'une ionisation simple de l'argon (Ar<sup>+</sup>) en non équilibre et de phénomènes de transport (viscosité, diffusion, thermique) pour les différentes espèces (électrons, ions, neutres). Les propriétés de l'écoulement de plasma (températures, concentrations, pression, vitesse et champ électrique axial) sont calculées pour différents débits d'argon et pour différentes valeurs du courant d'arc. Le laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques, LAEPT, de Clermont-Ferrand (UBP, Uda) utilise un plasmatron à arc non transféré [7] fonctionnant avec de l'air pour simuler les conditions d'entrée en atmosphère terrestre. L'arc crée un jet de plasma axisymétrique à pression atmosphérique. Le courant d'arc est imposé par l'alimentation électrique. Le plasma stabilisé impose alors une tension de fonctionnement et par conséquent la puissance d'arc. De même que le jet de plasma de l'IEPE, celui du LAEPT est analysé par spectroscopie optique d'émission (O.E.S.) dans la gamme proche UV-proche IR. Les mesures effectuées avec le plasmatron du LAEPT complètent les informations obtenues avec le plasmatron de l'IEPE.

## 2 Rentrées en atmosphères planétaires

Les atmosphères des planètes et des satellites du système solaire diffèrent en composition, température et pression. Actuellement les principales missions d'explorations concernent Mars, Vénus, Saturne et son satellite Titan. L'atmosphère de Mars est composée de CO<sub>2</sub> (95,7%), N<sub>2</sub> (2,7%), Ar (1,6%), de traces et à une altitude de 51,4 km, la température est de 154 K et la pression de 2,79 Pa. Au sol, la température martienne est de 140-270 K et la pression de 1155 Pa. L'écoulement gazeux autour d'une sonde spatiale d'exploration s'effectue suivant différents régimes dépendant du nombre adimensionné de Knudsen  $Kn = \lambda/L$  où  $\lambda$  est le libre parcours moyen des molécules de l'atmosphère et  $L$  la dimension caractéristique de la sonde. Pour  $Kn > 10$ , le régime est moléculaire libre, pour

$1 < Kn < 10$ , le régime est raréfié, pour  $0,1 < Kn < 1$ , le régime est de transition et pour  $Kn < 0,1$ , il est continu, tout d'abord laminaire puis turbulent en fonction du nombre de Reynolds  $Re = VL\rho/\mu$  avec  $V$  la vitesse caractéristique du fluide,  $\rho$  sa masse volumique et  $\mu$  sa viscosité dynamique. Une onde de choc épaisse (quelques libre parcours moyen) apparaîtra en régime de transition avec une vitesse de glissement à la surface de la sonde. En régime continu, l'onde de choc sera fine et l'écoulement vérifie une condition d'adhésion à la surface. Au cours de ce régime continu, l'énergie cinétique à l'amont du choc est transférée en énergie thermique (plusieurs dizaines de milliers de Kelvin peuvent être atteints). Cette énergie thermique va provoquer la dissociation des molécules, l'apparition d'ions et l'excitation de modes internes (vibration-rotation). Ces effets endothermiques diminuent la température du gaz. Cependant un flux énergétique important, de l'ordre du MW/m<sup>2</sup>, est dirigé du gaz vers la surface de la sonde. Ce transfert est essentiellement radiatif pour les rentrées s'effectuant à grande vitesse ( $V > 11$  km/s). Il est donc essentiel de comprendre et d'analyser ce flux d'énergie pour dimensionner et optimiser les protections thermiques des sondes d'exploration.

### 3 Plasmatrons de l'IEPE (Poznan) et du LAEPT (Clermont-Ferrand)

Différents moyens d'essai permettent de simuler les conditions de rentrées planétaires et d'étudier les propriétés des flux rayonnés. Les tubes à choc permettent de créer un choc droit simulant le choc de tête d'une sonde d'exploration avec une vitesse pouvant atteindre 11 km/s. Une soufflerie à rafale, où un jet supersonique est obtenu par la rupture d'une membrane après chauffage par arc de la zone à l'amont, est utilisée au Centre ONERA du Fauga-Mauzac. Des sources RF sont utilisées à pression atmosphérique et à pression réduite. Des sources de plasma d'arc non transféré (plasmatrons) complètent cet ensemble de moyens d'essai. Les sources RF et les plasmatrons permettent d'étudier des jets stationnaires et de grandes dimensions formés à partir d'une composition de gaz identique à celle d'une planète. Cependant, seule une partie des paramètres de l'environnement de la sonde peut être simulée dans chaque moyen d'essai. Le plasmatron (Fig. 1) de IEPE est utilisé à pression atmosphérique ou à pression réduite. La cathode est en tungstène thorié (diamètre : 6 mm) et l'anode est formée d'anneaux en cuivre (diamètre intérieur : 12 mm, longueur : 30 mm). Les anneaux sont isolés et l'injection de gaz peut se faire entre deux anneaux successifs en créant un effet de vortex dans le canal. L'arc est créé entre la cathode et le premier anneau et un second arc peut être ajouté entre deux anneaux successifs. Cathode, anode et anneaux sont refroidis par des circuits d'eau. La chambre d'expansion du jet de plasma a une longueur de 780 mm et un diamètre intérieur de 100 mm. Le plasmatron et la chambre sont coaxiaux. La basse pression dans la chambre est obtenue par deux pompes à palettes de 1,5 kW et une pompe Roots de 4 kW. L'arc est amorcé par une décharge HV-HF et alimenté par deux sources électriques de

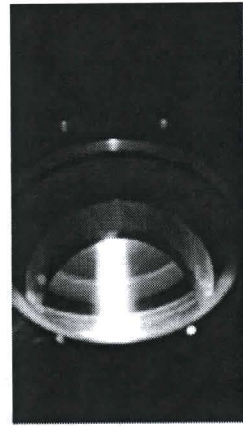
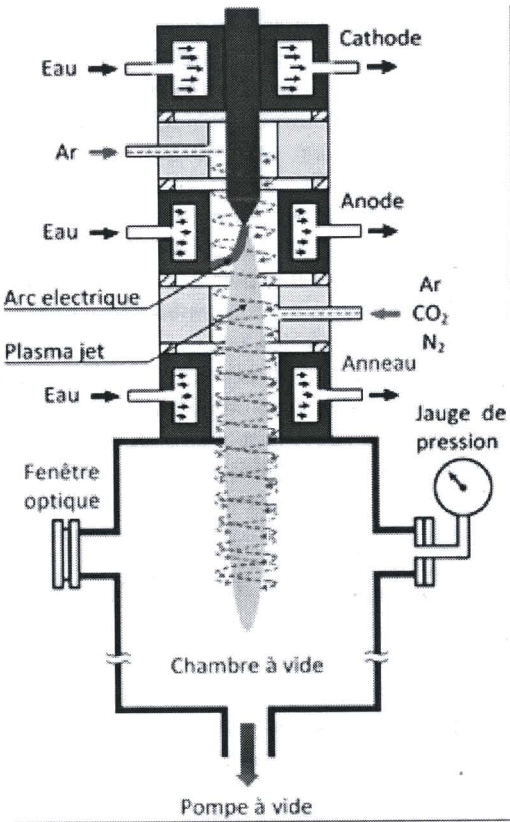


FIGURE 1 – Schéma du plasmatron de l'IEPE (Poznan) et jet de plasma Ar + N<sub>2</sub>.

puissance montées en série. Le jet de plasma obtenu dans la chambre est axisymétrique. Le plasmatron (Fig. 2) du LAEPT est une source à arc non transféré à l'extérieur du générateur. La cathode est en cuivre avec un insert d'hafnium. L'anode cylindrique en cuivre est refroidie par une circulation d'eau et comporte un épaulement permettant de stabiliser la zone d'accrochage de l'arc. Le gaz est injecté de manière à créer un effet de vortex. La puissance maximale applicable à la torche de plasma est de 100kW. L'arc électrique est animé d'un mouvement de rotation dû à l'injection du gaz et à un champ magnétique créé par un aimant permanent en Nd-Fe-B (100 mT).

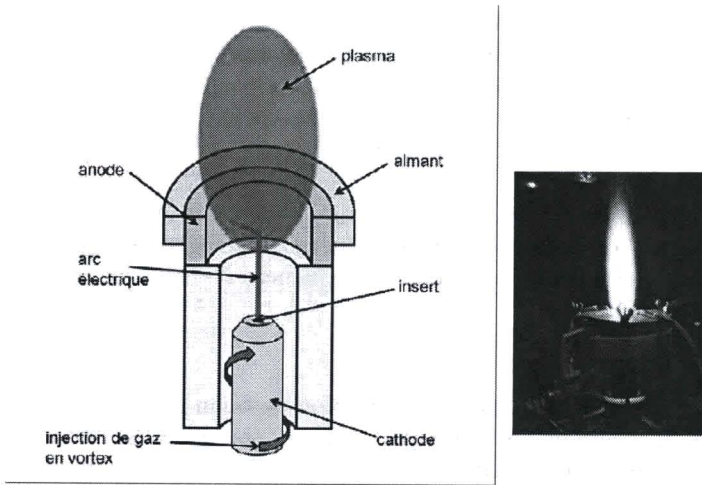


FIGURE 2 – Schéma du plasmatron du LAEPT (Clermont-Ferrand), jet de plasma d'air.

## 4 Modélisation du plasmatron de l'IEPE

L'écoulement de plasma dans la source de l'IEPE a été modélisé initialement pour de l'argon avant d'aborder des mélanges complexes simulant les rentrées martiennes. Différentes hypothèses sont introduites. L'écoulement dans le canal du plasmatron est décrit par une approche macroscopique. Il est axisymétrique, laminaire et permanent. Les effets périodiques d'étirement de l'arc ne sont pas pris en compte de même que la turbulence. L'argon est ionisé une fois  $Ar + e \rightarrow Ar^+ + e + e$  (l'énergie de l'ordre de 1 eV est insuffisante pour produire des ionisations multiples). Le plasma est neutre électriquement et il est caractérisé en tout point par deux températures cinétiques différentes, une pour les électrons ( $T_e$ ) et une température commune pour les ions et neutres ( $T$ ). Les équations de bilan d'espèces, de quantité de mouvement et d'énergies sont résolues numériquement pour déterminer les profils de vitesse  $V(r, z)$ , de températures  $T_e(r, z)$ ,  $T(r, z)$  et de concentrations  $n_e(r, z)$ ,  $n_i(r, z)$ ,  $n_a(r, z)$ . Le champ électrique est axial  $E(z)$ . La pression est liée aux deux températures par une loi des gaz parfaits.

**Bilan d'espèces.** La vitesse d'ionisation par collisions électroniques est exprimée en fonction de la température, de la densité électronique et du potentiel du premier niveau excité [8]. La constante d'équilibre d'ionisation est calculée à partir de l'énergie d'ionisation et des fonctions de partition de Ar et  $Ar^+$  [9]. La diffusion des électrons est ambipolaire.

**Bilan de quantité de mouvement.** Le bilan de quantité de mouvement est écrit avec la vitesse barycentrique de l'écoulement de plasma. La viscosité est obtenue à partir des résultats déduits de la théorie cinétique [10] avec des valeurs des intégrales de collision déduites des données de [11].

**Bilan d'énergie de Ar, Ar<sup>+</sup>.** Le bilan d'énergie de Ar et Ar<sup>+</sup> est écrit avec la température  $T$  en faisant intervenir l'énergie échangée lors des collisions élastiques avec les électrons en utilisant les fréquences de collisions électrons-neutres et électrons-ions [10].

**Bilan d'énergie électronique.** L'équation de bilan électronique écrite avec la température  $T_e$  contient l'échange par collision élastique, la perte d'énergie par rayonnement [12], la conduction thermique dont le coefficient de conductivité en fonction de  $T_e$  est tirée de [13] et celui de Ar et Ar<sup>+</sup> de [14], le chauffage par effet Joule et la perte d'énergie due à l'ionisation. L'écoulement de plasma est décrit en considérant deux zones : la zone d'arc avec chauffage ohmique et la zone succédant dans le canal sans chauffage ohmique.

**Condition cathodique.** L'intensité du courant à la cathode est déterminée par la surface cathodique et le matériau émissif (tungstène thorié) à la température de fusion.

**Condition anodique.** La surface intérieure de l'anode est isotherme et l'écoulement de plasma admet une condition d'adhérence pour le champ de vitesse. La différence de potentiel entre l'anode et la cathode est déterminée à partir du champ électrique axial calculé en utilisant la mobilité électronique.

**Résultats.** Les équations de bilan sont résolues par une méthode de différences finies commençant dans un plan situé après la zone cathodique. Deux zones d'écoulement sont considérées : la première à proximité de la cathode où le plasma est chauffé par effet Joule et la deuxième où l'écoulement s'effectue toujours à l'intérieur du canal, mais sans chauffage ohmique. La figure 3 présente les températures  $T_e$ ,  $T$  dans la zone d'arc (3-a) et dans la zone de jet de plasma (3-b) pour un débit d'argon de 1,2 g/s. Les températures initiales après la zone cathodique sont  $T_e = 12800$  K et  $T = 10600$  K. La croissance de la température  $T$  jusqu'à 11400 K est due aux collisions électrons-neutres. L'écart de température  $T_e - T$  est quasi constant ( $\sim 400$  K) à partir de  $x = 3$  mm. Dans le jet de plasma, les deux températures décroissent (pas de chauffage ohmique) et tendent vers un équilibre thermique à partir de  $x = 20$  mm. Les figures (3-c-d) montrent l'influence du courant de décharge sur les températures en sortie de l'arc et à une distance de 70 mm de l'anode.

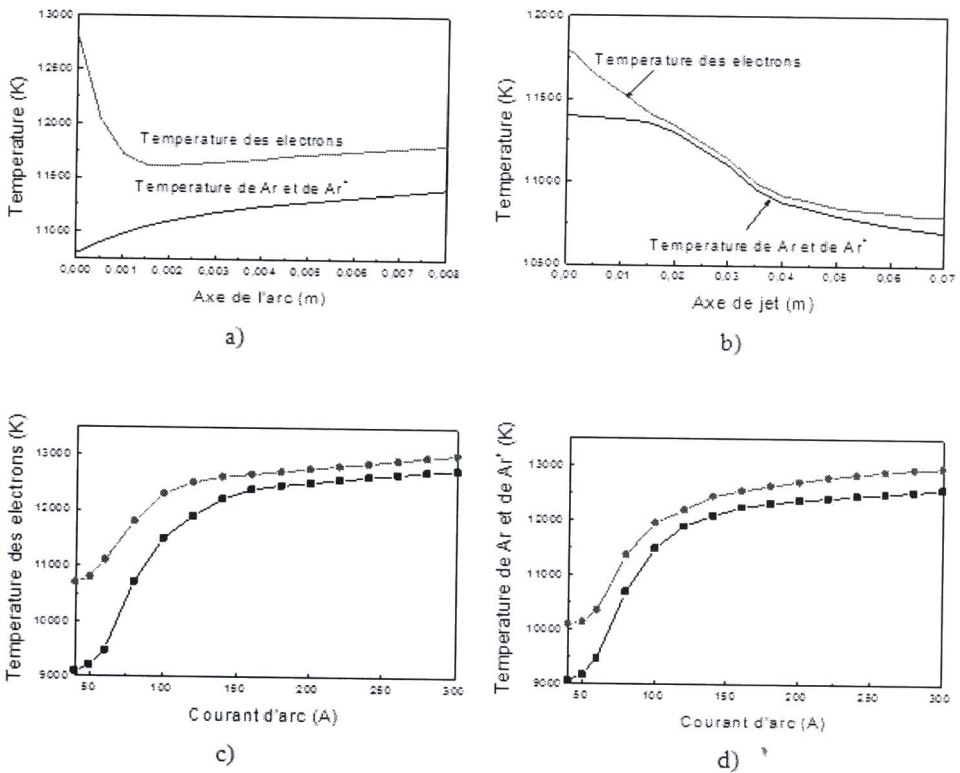


FIGURE 3 – Températures dans l'arc et dans le jet de plasma (a-b) et en fonction du courant d'arc (c-d) en sortie de l'arc et à une distance de 70 mm de l'anode. Débit d'argon de 1,2 g/s.

## 5 Mesures optiques

### 5.1 Plasmatron de l'IEPE

L'IEPE utilise un spectromètre optique Acton, SpectraPro2500i avec une caméra ICCD - Andor, iStar de l'IPPT-PAN. Ce spectromètre est équipé de trois réseaux de 2400, 1800 et 600 traits/mm. La largeur de la fenêtre d'entrée du spectromètre est comprise entre 20 et 50  $\mu\text{m}$ . L'image du plasma est obtenue en focalisant la visée sur la fente d'entrée du spectromètre à l'aide d'une lentille achromatique de focale 180 mm montée sur une table de déplacement. La réduction de la taille du plasma sur la fente d'entrée est de 6,25. La fente d'entrée est perpendiculaire à la direction du jet de plasma. La dispersion linéaire



réciroque est de 0,04 nm/pixel pour 600 traits/mm et 0,007 nm/pixel pour 2400 traits/mm. La résolution spatiale le long de la fente est de 1,62 mm, une telle configuration permet de réaliser une inversion d'Abel pour obtenir les propriétés locales du jet de plasma.

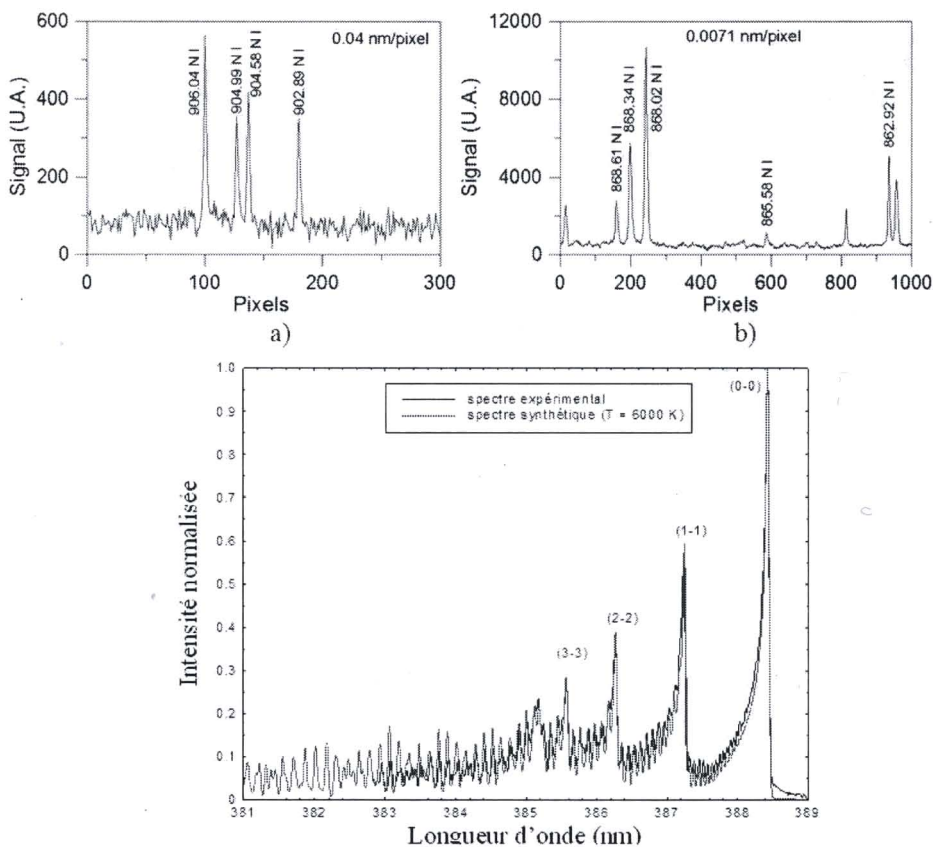


FIGURE 4 – Raies atomiques d'azote (a-b) et comparaison entre le spectre théorique et expérimental du CN violet ( $\Delta v = 0$ ). Le spectre expérimental est enregistré à une distance de 85 mm de l'anode (c) (IEPE).

Les figures 4a-b présentent les spectres de l'azote atomique neutre (N I) autour de 860 nm et de 900 nm. La température d'excitation atomique de l'azote est de 8000 K. La figure 4c montre un spectre moléculaire de la molécule CN à une distance de 85 mm de l'anode du plasmatron pour la composition initiale de gaz

plasmagène suivante : Ar + 25% de CO<sub>2</sub> + 3% de N<sub>2</sub> comparé au spectre obtenu avec le code de calcul SPARTAN [15]. Dans les plasmas N<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub> les processus de formation de la molécule CN sont décrits dans la référence [16]. L'émission s'effectue soit dans la gamme du violet ou du rouge. La bande d'émission du CN (B-X),  $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$  dans la gamme du violet est souvent utilisée en raison de son intensité et de l'absence de recouvrement par d'autres émissions spectrales. Le spectre expérimental, acquis en sortie du plasmatron, est normalisé à partir du spectre initial représentant l'intégration des intensités le long de la corde de visée. Il est à noter que, par rapport à la configuration du jet (observation de l'évolution radiale des intensités par rapport à l'axe), l'application de l'inversion d'Abel aura un effet négligeable sur la forme finale du spectre moléculaire normalisé. La température de vibration de CN est de l'ordre de 6000 K. La densité électronique est obtenue par le calcul de l'élargissement Stark sur l'argon (Ar I 588, 85 nm [17] et Ar I 720, 7 nm [18]), elle est de  $4\text{-}5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$  à une distance de 85 mm du plan de l'anode du plasmatron.

## 5.2 Plasmatron du LAEPT

Le jet de plasma d'arc non transféré du LAEPT est analysé avec un monochromateur Chromex 500 IS ayant une focale de 500 mm et équipé d'une caméra CCD EEV 1152x1242 pixels disposant de 3 réseaux de 600, 1200 et 1800 traits/mm. La fente d'entrée est réglable entre 5 et 100  $\mu\text{m}$ . Un moteur de déplacement suivant deux axes permet l'acquisition des spectres en sortie de la torche. Pour un plasma d'air (N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>) obtenu avec un débit massique de 1,5 g/s (75 L/mn) et pour une puissance de la torche égale à 24 kW, la température est déduite des raies du cuivre visibles en raison de l'ablation de l'anode. En utilisant le réseau de 600 traits/mm, la température obtenue est comprise entre 6000 et 7000 K, qui peut être considérée comme la température des lourds si le cuivre est à l'équilibre thermique. La figure 5 présente les spectres des molécules N<sub>2</sub> et CN et de l'ion N<sub>2</sub><sup>+</sup> en sortie de la torche et à une distance de 0 et 10 mm, puis les raies atomiques du cuivre (Cu I), de l'azote (N I) et de l'oxygène (O I). Pour un plasma de type martien (97% CO<sub>2</sub>, 3% N<sub>2</sub>) avec un débit massique de 1,57 g/s et une puissance de 15 kW, la température est déduite à nouveau des raies du cuivre est aussi comprise entre 6000 et 7000 K. La mesure a été effectuée avec le même réseau de 600 traits/mm. La température obtenue est à nouveau comprise entre 6000 et 7000 K. La figure 6 présente les spectres obtenus avec l'observation des raies du cuivre (Cu I : 324 et 327 nm), du CN violet ( $\Delta v = 0$ ) et de la molécule CuO.

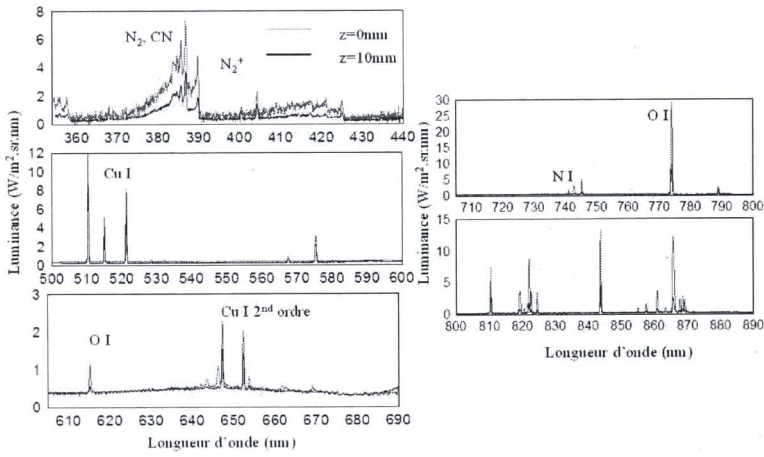


FIGURE 5 – Spectre d'émission d'un plasma d'air (LAEPT).

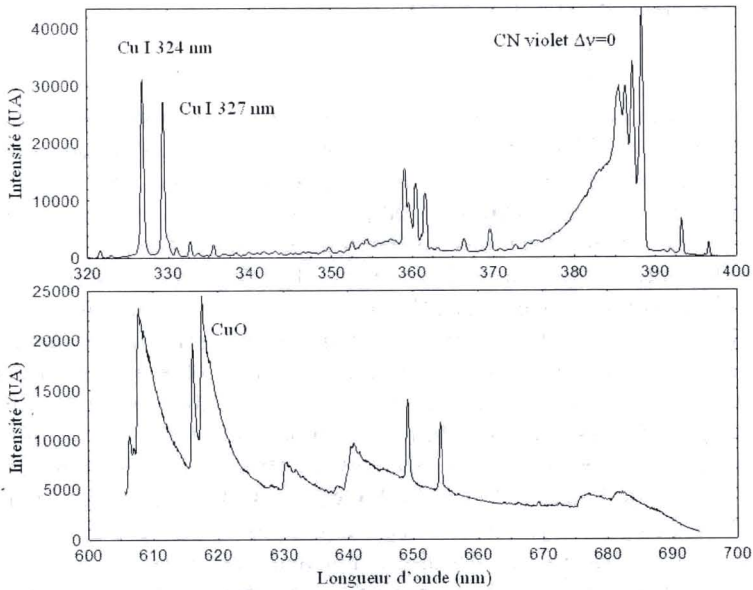


FIGURE 6 – Spectre d'émission d'un plasma de  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  (LAEPT).

## 6 Conclusion

Deux différents plasmatrone à arc non transféré sont utilisés pour simuler les propriétés du plasma entourant une sonde pénétrant dans les hautes couches d'une atmosphère planétaire. Lors d'une première étape, le plasma de la source de l'IEPE a été modélisé en considérant un écoulement d'argon et en introduisant deux températures cinétiques  $T_e$  et  $T$ . Les propriétés ont été calculées dans la zone d'arc et dans la zone d'écoulement du plasma à l'intérieur du canal cylindrique du plasmatron. Pour un mélange  $\text{CO}_2\text{-N}_2$ , le jet d'expansion du plasma a été analysé par spectroscopie optique d'émission. L'émission de la molécule CN dans la gamme du violet a permis de déterminer une température de vibration de l'ordre de 6000 K et l'élargissement Stark d'une raie d'argon a permis d'évaluer la densité électronique à  $0,87 - 1,1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ . L'émission spectrale du jet créé par la source à arc non transféré du LAEPT a été étudiée pour un plasma d'air ( $\text{N}_2\text{-O}_2$ ) et pour un plasma de  $\text{CO}_2\text{-N}_2$ . Dans les deux cas les raies du cuivre provenant de l'érosion des électrodes de la source ont été utilisées pour déterminer la température. Cette température est comprise entre 6000 K et 7000 K. L'étude se poursuit actuellement par un approfondissement dans l'analyse des spectres d'émission obtenus avec les deux plasmatrone.

*Étude réalisée dans le cadre du programme européen Phys4Entry - Planetary Entry Integrated Models - FP-7 SPACE-2009.*

## Références

- [1] A. Kaminska, M. Dudeck, Electric fluctuations of DC and AC arcs in plasma torches, *High Temp. Material Process* **1** (1997) 205-218
- [2] A. Kaminska, M. Dudeck, Regimes of arcs plasma flow at low pressure, *J. Phys. III France* **7** (1997) 195-209
- [3] A. Kaminska, B. Lopez, B. Izrar, M. Dudeck, Modeling of an argon plasma jet generated by a dc arc, *Plasma Sources Science and Technology* **17**, n°3, Article ID 035018, 2008
- [4] K. Katsonis, Ch. Berenguer, A. Kaminska, M. Dudeck, Argon 4s and 4p excited states atomic data applied in arc-jet modeling, *Int. J. of Aerospace Engineering*, Article ID 896836, 2011
- [5] A. Kaminska, Z. Szymanski, J. Hoffman, M. Dudeck, Plasmatron for simulation of the re-entry conditions in a planetary atmosphere, *8th Conference of the French Society of Electrostatics*, Cherbourg-Octeville, France, 3-5 July, 2012
- [6] A. Kaminska, Z. Szymanski, J. Hoffman, M. Dudeck, Plasma torch experiments, *International School of Quantum Electronics, 53rd course : Molecular Physics and Plasma Hypersonics*, Erice, Italie, 8-15 Sept. 2012
- [7] S. Menecier, D. Vacher, Y. Marboutin, T. Parisot, P. André, G. Faure, Optical diagnostic of an air plasma formed with a non transferred arc plasma torch, *4th International Workshop on RHTG*, EPFL, Lausanne, Suisse, 12-15 October 2010

- [8] M. Hoffert, H. Lien, Quasi one-dimensional nonequilibrium gas dynamics of partially ionized two temperature argon, *Phys. Fluids* 10, n°8, 1769-77, 1967
- [9] H.W. Drawin, P. Felenbok, Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium Gauthiers-Vilars éd. , Paris, France, 1965
- [10] M. Mitchner, C.H. Kruger, Partially Ionized Gases, Wiley and Sons, New York, 1973
- [11] J. Aubreton, P. Fauchais, Influence des Potentials d'Interaction sur les Propriétés de Transport des Plasmas Thermiques : Exemple d'application sur le plasma argon-hydrogène à la pression atmosphérique, *Revue de Physique Appliquée*, Vol. 18, 1983
- [12] J.J Beulens, D. Milojevic, D.C. Schram, P.M. Vallinga, A two-dimensional nonequilibrium model of cascaded arc plasma flows, *Phys. Fluids B* 3 (9), 2548, 1991
- [13] R. S. Devoto, Transport Coefficients of Ionized Argon, *Physics of Fluids*, Vol. 16 (1973) 616-623 [14] R. S. Devoto, Transport coefficients of partially ionized argon, *Physic Fluids*, Vol. 10 (1967) 354-364
- [15] M. Lino da Silva, Simulation des propriétés radiatives du plasma entourant un véhicule traversant une atmosphère planétaire à vitesse hypersonique - application à la planète Mars, *Thèse*, Université d'Orléans, 2004
- [16] C. Park, J. T. Howc, R. L. Jaffe and G. V. Candler, Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions : II : Mars entries, *J. Thermophys. Heat Transfer* 8, 9-23, 1994
- [17] N. Konjecic, M. S. Dmitrijevic and W. L. Wiese, Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral atoms, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 13, 619-647, 1984
- [18] N. Konjecic and W. L. Wiese, Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionized atoms, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 19, 1307-1385, 1990