

# Températures de translation et de rotation-vibration dans un plasmatron (modélisation et spectroscopie optique)

Aniela KAMINSKA<sup>1</sup>, Zygmunt SZYMANSKI<sup>2</sup>, Jacek HOFFMAN<sup>2</sup>, Damien VACHER<sup>3</sup>  
Sébastien MENECHIER<sup>4</sup>, Michel DUDECK<sup>5\*</sup>

<sup>1</sup>Institute of Electric Power Engineering, Poznan University of Technology  
ul. Piotrowo 3A, 60-965 Poznan, Pologne

<sup>2</sup>Institute of Fundamental Technological Research, PAN  
5<sub>B</sub> Pawlowskiego, 02-106 Warsaw, Pologne

<sup>3</sup>Clermont Université, Université d'Auvergne, LAEPT, BP 80026, F-63000 Clermont-Ferrand

<sup>4</sup>Clermont Université, Université Blaise Pascal, LAEPT, BP 80026, F-63000 Clermont-Ferrand

<sup>5</sup>Institut d'Alembert, Université Pierre et Marie Curie

4 place Jussieu - 75252 Paris, Cedex, France

\*(auteur correspondant : michel.dudeck@upmc.fr)

**Résumé** – Un plasmatron segmenté est utilisé à pression atmosphérique et à pression réduite pour étudier les propriétés du rayonnement apparaissant autour d'une sonde d'exploration planétaire. Une modélisation hydrodynamique a décrit l'écoulement de plasma dans le plasmatron en tenant compte d'un déséquilibre de température ( $T_e$ ,  $T$ ) et d'un déséquilibre d'ionisation. L'étude initiale a porté sur un plasma d'argon. Le rayonnement d'un plasma de  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  (atmosphère de Mars) en sortie du plasmatron a été enregistré et l'émission de la molécule CN (B-X) a permis par comparaison avec des spectres simulés par le code SPARTAN (IST Lisbonne), une première évaluation des températures rotationnelle et vibrationnelle de cette molécule.

## Nomenclature

$D_a$	coefficient de diffusion ambipolaire, $m^2.s^{-1}$	$v$	composante radiale de la vitesse, $m.s^{-1}$
$E(z)$	champ électrique axial, $V.m^{-1}$	<i>Coordonnées</i>	
$E_{ion}$	énergie d'ionisation, $J$	$x$	coordonnée axiale, $m$
$j$	densité de courant, $A.m^{-2}$	$r$	coordonnée radiale, $m$
$k$	constante de Boltzmann, $m^2.kg.s^{-2}.K^{-1}$	<i>Notations grecques</i>	
$n_e$	densité électronique, $m^{-3}$	$\mu$	viscosité dynamique, $Pa.s$
$p$	pression, $Pa$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$p_h$	pression des espèces lourdes, $Pa$	$\sigma$	conductivité électrique, $\Omega^{-1}.m^{-1}$
$Q_{elas}$	perte d'énergie par les électrons dans des collisions élastiques, $W.m^{-3}$	$\kappa_e$	coefficient de conduction thermique électronique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$Q_{rad}$	perte d'énergie radiative, $W.m^{-3}$	$\kappa_{he}$	coefficient de conduction thermique des espèces lourdes, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$S_e$	taux de production électronique, $m^{-3}$		
$T_e$	température électronique, $K$		
$T$	température des espèces lourdes, $K$		
$u$	composante axiale de la vitesse, $m.s^{-1}$		

## 1. Introduction

Une sonde d'exploration spatiale pénétrant à vitesse hypersonique dans une atmosphère planétaire s'entoure d'une onde de choc qui transforme l'énergie cinétique en énergie thermique provoquant une élévation de température pouvant être de l'ordre de 10 000 K. Dans la couche de choc (entre l'onde de choc et la surface de la sonde), la température décroît en raison de processus endothermiques (dissociation, ionisation) et de la température de la surface de la sonde. Pour résister aux flux thermiques radiatifs et convectifs, la sonde est entourée d'une protection thermique (TPS). Il est nécessaire d'optimiser cette protection en fonction des flux pour minimiser sa masse tout en maintenant son efficacité.

Pour des entrées dans une atmosphère planétaire à grande vitesse ( $>11 \text{ km.s}^{-1}$ ), le flux reçu par les protections thermiques est essentiellement radiatif. Différents moyens d'essais peuvent être utilisés pour étudier les flux radiatifs et aussi les cinétiques chimiques, d'ionisation et les déséquilibres à la fois thermiques et radiatifs corrélés aux flux radiatifs. On peut citer les tubes à choc, les sources de plasma RF et les plasmatron. Les recherches actuelles portent principalement sur les sondes pour l'exploration de la planète Mars et traversant une atmosphère composée principalement de  $\text{CO}_2$  98%,  $\text{N}_2$  2% et Ar et celle de Titan - satellite de Saturne - formé de  $\text{CH}_4$  98%,  $\text{N}_2$  2% et comportant des traces de  $\text{CO}_2$ , d'octane et de propane.

Le plasmatron segmenté (D.C.) [1,2,3,4] a été reconstruit à l'IEPE (Poznan) pour l'étude des plasmas obtenus à partir d'un mélange gazeux correspond à l'atmosphère de la planète Mars dans le cadre du programme Européen FP-7 Space programme *Phys4Entry – Planetary Entry Integrated Models*.

Le plasma dans le canal du plasmatron a été modélisé en utilisant une description stationnaire et hydrodynamique à deux dimensions (r, z). Dans une première étape, la modélisation a porté sur un plasma d'argon ( $\text{Ar}$ ,  $\text{Ar}^+$ , e) se formant dans le canal du plasmatron. Le plasma comporte localement deux températures cinétiques différentes ( $T_e$ , T) en présence d'un déséquilibre d'ionisation. Les effets dissipatifs de diffusion, de transfert de chaleur et de viscosité sont introduits pour chaque espèce. Les distributions spatiales en températures, pression, concentrations, densité plasma, potentiel électrique sont calculées pour différentes conditions en courant de décharge et débit de gaz.

Une première série de mesures optiques a été effectuée pour différents mélanges Ar- $\text{CO}_2$ - $\text{N}_2$  pour un courant de 198 A et un débit d'argon de  $0,8 \text{ g.s}^{-1}$  injecté dans l'arc, un débit de  $\text{CO}_2$  de  $0,6 \text{ g.s}^{-1}$  et d'azote de  $0,07 \text{ g.s}^{-1}$  injecté dans le jet. Les enregistrements ont été effectués dans une gamme allant du proche UV au proche IR et une première analyse des spectres d'émission de la molécule CN (B-X) violet a été menée. Une estimation des températures rotationnelle et vibrationnelle de CN a été faite en utilisant une comparaison avec des spectres simulés par le code SPARTAN (IST, Lisbonne).

## 2. Plasmatron

Le plasmatron utilisé est montré sur la figure 1. Il fonctionne à pression atmosphérique ou à pression réduite. Il comprend une cathode en tungstène (avec 2% de thorium) formé par une tige de 6 mm de diamètre refroidie par une circulation d'eau. Le canal cylindrique du plasmatron dans lequel est obtenu le jet de plasma est limité par un ensemble de disques annulaires. Ces disques (sections) en cuivre délimitant le canal ont un diamètre intérieur de 12

mm et le canal a une longueur de 30 mm. Les sections isolées les unes des autres par des anneaux servent pour injecter le gaz en créant un effet de vortex dans le canal du plasmatron. L'injection de gaz est contrôlée par un débitmètre régulateur. L'arc électrique est amorcé entre la cathode et la première section qui joue le rôle d'anode. Il est possible de générer un second arc entre deux autres sections afin d'augmenter la puissance transmise au plasma.

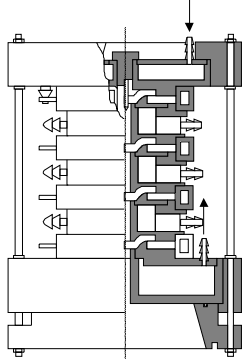


Figure 1 : *Plasmatron segmenté de l'IEPE*

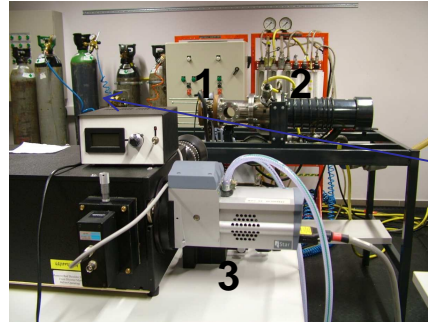


Figure 2 : *Dispositif pour les mesures optiques*  
1. Plasmatron 2. Chambre à vide 3. Spectromètre optique

Le plasmatron est monté sur une chambre à basse pression (figure 2) qui est d'une longueur de 780 mm et d'un diamètre intérieur de 100 mm. L'axe de symétrie du plasmatron et celui de la chambre à vide sont les mêmes. La pression réduite dans la chambre à vide est obtenue par deux pompes rotatives ayant une puissance électrique de 1,5 kW chacune et une pompe Roots d'une puissance de 4 kW. L'arc est amorcé par une décharge électrique haute tension - haute fréquence. Deux alimentations électriques montées en série alimentent l'arc électrique.

Le plasmatron peut fonctionner avec de l'argon ou de l'azote injecté dans l'arc et différents gaz (argon, azote,  $\text{CO}_2$  ou autres) injectés dans le jet de plasma. Le débit massique utilisé varie entre  $0,4$  et  $2 \text{ g.s}^{-1}$  et la pression statique dans le caisson à vide entre 1 et 100 kPa. Les paramètres du plasma dépendent du courant d'arc qui est variable entre 50 et 360 A. La tension d'arc est fonction de la distance entre les électrodes, du débit de gaz, de la pression et du courant d'arc. En raison des fluctuations de la tension d'arc, une valeur moyenne est obtenue à partir d'une approximation gaussienne (figure 3b).

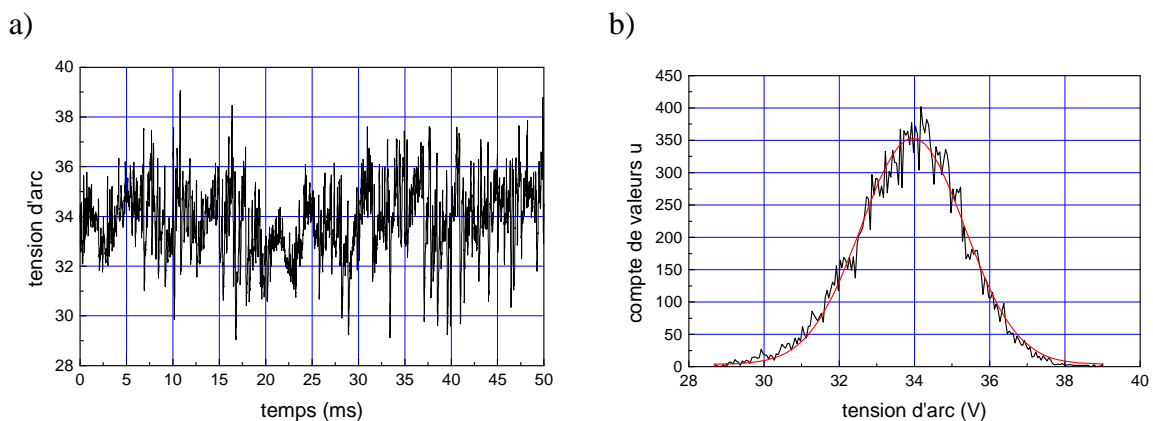


Figure 3 : *Tension d'arc enregistrée pendant 50 ms.* a)  $p = 5,2 \text{ kPa}$ ,  $I = 198 \text{ A}$ , débit d'argon de  $0,8 \text{ g.s}^{-1}$  injecté dans l'arc,  $\text{CO}_2$  :  $0,6 \text{ g.s}^{-1}$  et  $\text{N}_2$  :  $0,07 \text{ g.s}^{-1}$  injecté dans le jet de plasma, b) *approximation gaussienne*

La figure 4 montre la tension d'arc et la puissance électrique injectées en fonction du courant d'arc pour un débit d'argon de  $0,8 \text{ g.s}^{-1}$ , des débits de  $\text{CO}_2$  de  $0,6 \text{ g.s}^{-1}$  et d'azote de  $0,07 \text{ g.s}^{-1}$  injectés dans le jet de plasma. La tension d'arc est quasi constante alors que la puissance électrique de l'arc varie linéairement en fonction du courant, approximativement de  $37 \text{ W/A}$ .

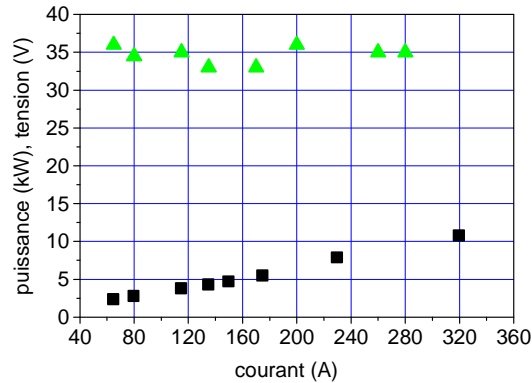


Figure 4 : Tension d'arc et puissance électrique en fonction du courant d'arc,  $p = 5,2 \text{ kPa}$ , (▲) débit d'argon :  $0,8 \text{ g.s}^{-1}$  injecté dans l'arc, débits de  $\text{CO}_2$  :  $0,6 \text{ g.s}^{-1}$  dans le jet de plasma (■) débit d'argon :  $0,8 \text{ g.s}^{-1}$  injecté dans l'arc, débit d'azote :  $0,07 \text{ g.s}^{-1}$  dans le jet de plasma.

### 3. Modélisation

Une modélisation en déséquilibre thermique et à deux températures a été développée pour calculer les paramètres du plasma.

Les propriétés de l'écoulement du gaz ionisé dans le plasmatron sont déterminées en utilisant une approche fluide. L'écoulement de plasma est considéré comme stationnaire, c'est à dire qu'en particulier aucun mouvement de pied d'arc n'est introduit à la surface de l'anode. L'effet de vortex initial résultant de l'injection du gaz dans le plasmatron est négligé en remarquant que l'effet de gradient de pression est primordial. Les effets de turbulence sont négligés en raison du faible nombre de Reynolds local, de même que les conséquences de l'érosion de la cathode. L'écoulement est supposé à deux dimensions suivant les axes  $(r, z)$  et une rotation azimutale de l'arc n'est pas prise en compte. L'écoulement de type fluide (écoulement continu) est décrit par les équations de Navier-Stokes sans condition de glissement aux parois. La modélisation est développée initialement pour décrire le plasmatron lors de son fonctionnement avec de l'argon, il est supposé que seuls des ions d'argon une fois chargé  $\text{Ar}^+$  sont produits dans le plasmatron ( $\text{Ar} + e \Rightarrow \text{Ar}^+ + e + e$ ) et que le plasma est localement caractérisé par deux températures cinétiques différentes: une température électronique  $T_e$  et une température  $T$  pour les ions et les atomes neutres (particules lourdes). Le canal de l'arc-jet est divisé en deux zones : la zone de l'arc électrique où les transferts d'énergie arc-gaz ont lieu et la zone de jet de plasma après l'arc. Dans cette description le champ électrique local est une fonction des coordonnées  $r$  et  $z$  et sa valeur moyenne est calculée à partir de la conductivité électrique.

$$\langle E(z) \rangle = \frac{I}{2\pi \int_0^{r_c} \sigma r dr} \quad (1)$$

où  $\sigma$  représente est la conductivité électrique exprimée par Devoto (1973) [5] à partir de la section efficace de collision moyenne électron – neutre donnée par Milloy *et al.* (1977) [6].  $r_c$  est le rayon du canal intérieur du plasmatron. Le courant d'arc  $I$  est introduit comme une donnée dans le calcul, contrairement au potentiel entre les électrodes qui est calculé. La vitesse locale du plasma, la masse volumique, les concentrations des espèces, la pression sont déduites des équations de bilan (masse, quantité de mouvement, énergies) écrites en coordonnées cylindriques et formulées par Chang *et al.* (1990) [7] et Beulens *et al.* (1991) [8].

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho v) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial z}(\rho u^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho uv) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\mu \frac{\partial u}{\partial r}) - \frac{\partial p}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial z}(\rho uv) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho v^2) &= \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\mu \frac{\partial v}{\partial r}) - \frac{2\mu v}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r} \end{aligned} \quad (2)$$

où  $u$  et  $v$  sont respectivement les composantes axiale et radiale de la vitesse,  $\rho$  la masse volumique,  $\mu$  la viscosité du gaz et  $p$  la pression. La masse volumique, la pression et les deux températures sont reliées par la loi de Dalton. En raison du niveau de pression, aucune condition de glissement n'est introduite aux parois pour la vitesse et les températures. Pour de l'argon avec une ionisation simple et dans des conditions d'électroneutralité, une seule équation de continuité est alors suffisante pour décrire l'évolution des différentes concentrations :

$$\frac{\partial}{\partial z}(n_e u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r n_e v) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r D_a \frac{\partial n_e}{\partial r}) + S_e \quad (3)$$

où  $n_e$  est la densité électronique,  $S_e$  est le terme de source en électrons et  $D_a$  est le coefficient de diffusion ambipolaire des électrons exprimé par Devoto (1966) [9].

Le bilan d'énergie électronique est écrit avec la température  $T_e$ .

$$\begin{aligned} \frac{5}{2} n_e k (u \frac{\partial T_e}{\partial z} + v \frac{\partial T_e}{\partial r}) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r}) + u \frac{\partial}{\partial z}(n_e k T_e) + v \frac{\partial}{\partial r}(n_e k T_e) \\ &+ \frac{j^2}{\sigma} - Q_{elas} - Q_{rad} - S_e E_{ion} \end{aligned} \quad (4)$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $\kappa_e$  est la conductivité thermique des électrons exprimée par Devoto (1966) [9] et  $j^2/\sigma$  est l'énergie dissipée par effet Joule, avec  $j$  la densité de courant.  $Q_{rad}$  représente les pertes radiatives qui ont été estimées par Kroessen *et al.* (1990) [10].  $E_{ion}$  est l'énergie d'ionisation,  $B$  est un paramètre prenant en compte les collisions électroniques élastiques utilisé par Chang *et al.* (1990) [7].

Le bilan d'énergie des espèces lourdes (ions et neutres) est :

$$\frac{5}{2} n_h k (u \frac{\partial T}{\partial z} + v \frac{\partial T}{\partial r}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \kappa_h \frac{\partial T}{\partial r}) + u \frac{\partial p_h}{\partial z} + v \frac{\partial p_h}{\partial r} + Q_{elas} \quad (5)$$

où  $Q_{elas}$  représente l'énergie échangée entre les électrons et les espèces lourdes par collisions élastiques,  $\kappa_h$  est la conductivité thermique des espèces lourdes. Les différentes équations de bilan sont donc exprimées avec les deux températures ( $T_e$ ,  $T$ ) au lieu des énergies ( $\varepsilon_e$ ,  $\varepsilon_T$ ). Les équations de bilan ont été résolues avec le code Papyrus qui utilise une méthode par différences finies développée à l'IEPE.

La figure 5 présente les paramètres du plasma, calculés en fonction du courant d'arc pour un débit d'argon de  $1,2 \text{ g.s}^{-1}$ , au début du jet de plasma et à une distance de 70cm, là où sont effectuées les mesures optiques.

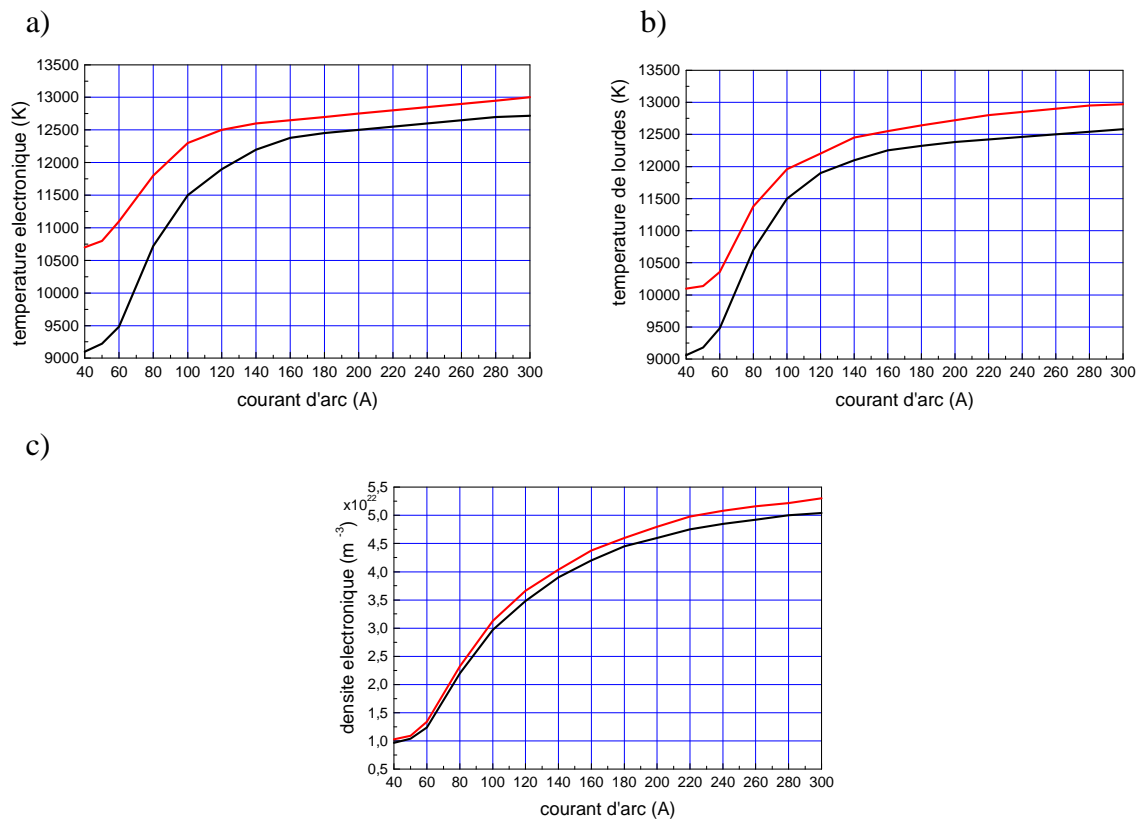


Figure 5 : Paramètres du plasma en fonction du courant d'arc au début du jet de plasma (courbe supérieure) et à une distance de 70mm (courbe inférieure) pour un débit d'argon de  $1,2 \text{ g.s}^{-1}$ , a) température électronique, b) température, c) densité électronique

La température électronique et la densité, aussi bien pour les électrons que pour les espèces lourdes, varient faiblement le long de l'axe du plasma. Les observations effectuées confirment ce comportement. Cependant, à une distance qui dépend du courant d'arc, la zone lumineuse occupe un espace limité dans lequel les paramètres du plasma évoluent rapidement. Pour d'autres gaz ( $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$  et leurs mélanges), les températures et la densité électronique sont plus faibles en raison du caractère moléculaire du gaz.

#### 4. Spectroscopie d'émission

La spectroscopie d'émission, dans la gamme spectrale allant du proche UV au proche IR, est un diagnostic non intrusif performant pour l'analyse des propriétés radiatives d'un plasma et conduit à la détermination des températures d'excitation atomique, de rotation et de vibration de molécules neutres et ionisées.

Un spectromètre optique Acton, model SpectraPro2500i couplé avec une caméra ICCD - Andor, iStar de l'IPPT-PAN est utilisé à l'IEPE (figure 2). Ce spectromètre est équipé de trois réseaux de 2400, 1800 et 600 lignes/mm. Pour le réseau ayant 2400 lignes/mm, la dispersion spectrale dans le domaine du visible est de 0,005 – 0,008 nm/pixel, la valeur par pixel

dépendant de la longueur d'onde. 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 180 mm montée sur une table de déplacement. La réduction de la dimension 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 résolution spatiale le long de la fente est de 1,62 mm, elle est donnée par la profondeur de la caméra CCD - 20 pixels (1 pixel  $\times$  13  $\mu\text{m}$  (chaque pixel)  $\times$  grossissement 6,25). Une telle configuration permet d'effectuer une inversion d'Abel pour caractériser les propriétés locales du jet axisymétrique.

Pour différents pourcentages en  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  permettant de simuler le plasma se formant autour d'une sonde d'exploration pendant sa pénétration à vitesse hypersonique dans les hautes couches de l'atmosphère martienne, des spectres d'émission ont été enregistrés.

La figure 6 représente un exemple des premiers spectres moléculaires obtenus (CN) pour la composition de gaz plasmagène suivante ( $\text{Ar} + 25\%$ ,  $\text{CO}_2 + 3\%\text{N}_2$ ) comparé au spectre synthétique issu du code de calcul SPARTAN [11]. Dans les plasmas  $\text{N}_2\text{-CO}_2$  les processus de formation de la molécule CN sont décrits dans la référence [12]. L'émission s'effectue soit dans la gamme du violet ou du rouge. La bande d'émission du CN ( $\text{B-X}$ ),  $\text{B}^2\Sigma^+ \rightarrow \text{X}^2\Sigma^+$  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. L'inversion d'Abel n'a donc pas été, dans le cas présent, effectuée. 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.

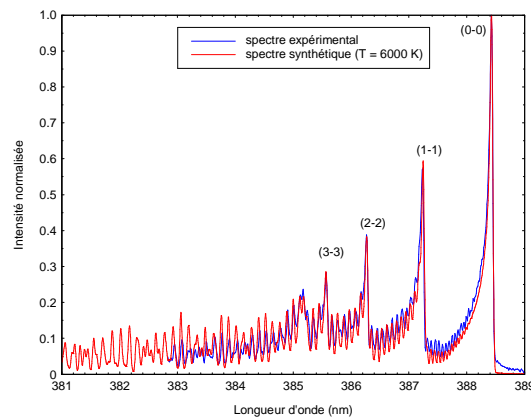


Figure 6 : Comparaison entre le spectre théorique et expérimental du CN violet ( $\Delta v=0$ ). Le spectre expérimental a été enregistré à une distance de 70 mm de l'anode.

Afin d'obtenir un bon ajustement entre les deux spectres, celui théorique est calculé en considérant une fonction d'appareil égale à 0,4 Angström et pour des conditions d'équilibre thermodynamique à une température de 6000 K. En première approximation, sachant que les rapports d'intensités des têtes de bandes renseignent sur la valeur de la température vibrationnelle et que les pentes de décroissance en intensités entre chaque pic renseignent sur la température rotationnelle, il peut être avancé que la température vibrationnelle du plasma étudié est relativement proche de 6000 K. Un léger écart est observé pour la température rotationnelle.

## 5. Conclusion

Le plasmatron de l'IEPE permet de créer des jets de plasma à pression atmosphérique ou à basse pression simulant les conditions apparaissant autour d'une sonde lors de la traversée des hautes couches d'une atmosphère planétaire. Une modélisation hydrodynamique a permis de déterminer les caractéristiques d'un plasma d'argon produit par un plasmatron avec un canal cylindrique. Cette modélisation sera étendue à des mélanges moléculaires pour simuler les entrées en atmosphères planétaires. Des spectres d'émission pour des mélanges CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> (atmosphère de Mars) ont été enregistrés en sortie du plasmatron et une première analyse a porté sur l'émission de la molécule CN (B-X) violet en utilisant le code de simulation SPARTAN de l'IST de Lisbonne.

Cette recherche a été financée dans le cadre du programme FP/7 SPACE de la Communauté européenne (projet n° 242311).

## Références

- [1] A. Kaminska, M. Dudeck, Argon arc-jet thrusters for space applications, 2nd European Conference for Aero-space Sciences, Brussels, Belgique, 2-6 July 2007.
- [2] A. Kaminska, A. Bialek, M. Dudeck, Arc-jet plasma source, paper IEPC-2007-232, 30th International Electric Propulsion Conference, IEPC, Florence, Italy, Sept. 17-20, 2007.
- [3] A. Kaminska, A. Bialek, M. Dudeck, Geometry and electric power effects on specific impulse and efficiency of an arc-jet, pp. 375-375, J. of Technical Physics, Poland, Quarterly Vol. XLIX N°3-4, Warsaw, 49, 2, 101-112, 2008.
- [4] 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.
- [5] R. S. Devoto, Transport Coefficients of Ionized Argon, *Physics of Fluids*, 16-5 (1973) 616-23.
- [6] H. B. Milloy, R. W. Crompton, J. A. Rees, A. G. Robertson, The Momentum Transfer Cross Sections for Electrons in Argon in the Energy Range 0 - 4 eV, *Austr. J. Phys.*, 30-1 (1977) 61-72.
- [7] C. H. Chang, E. Pfender, Nonequilibrium modelling of low - pressure argon plasma jets, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 3 (1990), 473-491.
- [8] J. J. Beulens, D. Milojevic, D. C. Schram, P. M. Vallinga, A Two-Dimensional non-equilibrium model of cascaded arc plasma flows, *Phys. Fluids B*, 3-9 (1991), 2548-57.
- [9] R. S. Devoto, Transport Properties of Ionized Monoatomic Gases, *Physics of Fluids*, 9 (1966), 1230-40.
- [10] G. M. W. Kroessen, D. C. Schram, C. J. Timmermans, J. C. M. De Haas, The Energy Balance of a Plasma in Partial Local Thermodynamic Equilibrium, *IEEE Trans. Plasma. Sci.*, 18-6 (1990), 985-991.
- [11] 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, *PhD Thesis*, Université d'Orléans, 2004.
- [12] C. Park, J. T. Howe, R. L. Jaffe and G. V. Candler, Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions: II: Mars entries, *J. Thermophys. Heat Transfer*, 8 (1994), 9-23.