

8^{ème} colloque sur les
Arcs Electriques



CAE VIII

12 & 13 Mars 2007
CORIA - Rouen

UMR CNRS 6614 CORIA

Université de Rouen - Site universitaire du Madrillet - BP12

76801 Saint-Etienne du Rouvray cedex

FRANCE



Objectifs de ces journées

Les Colloques sur les Arcs Electriques (CAE) s'adressent aux universitaires et aux ingénieurs qui travaillent dans le domaine des arcs et des décharges électriques et qui en développent les applications industrielles comme la projection, la métallurgie, la coupure de courant, le traitement de surface, la vitrification de déchets et de polluants, l'éclairage ...

Ces colloques ont été organisés à Orléans en 1997, à Rouen en 1998, et, successivement, à Bourges, Limoges, Toulouse, Clermont-Ferrand et enfin Orléans en 2005. Le colloque CAE VIII se déroule au CORIA UMR CNRS 6614 de l'Université de Rouen, sur le site du Technopole du Madrillet, les 12 et 13 mars 2007.

Les objectifs de ces Journées sont les suivants :

- favoriser la confrontation et la diffusion des résultats de travaux de recherche entrepris dans les domaines de la modélisation, de l'expérimentation et du traitement théorique des phénomènes physico-chimiques observés dans les arcs électriques et les plasmas thermiques,
- intensifier les échanges entre tous les chercheurs et les ingénieurs concernés par ces études afin de permettre une élaboration pertinente et une bonne coordination des programmes de recherche.

Les communications, sélectionnées par le comité scientifique du Colloque et présentées en français, ont pour thèmes :

- | | |
|--------------------------------------|------------------------------------|
| T1 Phénomènes aux électrodes, | T4 Arcs de rupture, |
| T2 Plasmas dans l'atmosphère, | T5 Théorie et modélisation, |
| T3 Procédés Plasma, | T6 Contrôle et mesure. |

Après soumission aux rapporteurs et acceptation, ces communications orales ou présentées sous forme de posters pourront donner lieu à une publication dans le JHTMP : « High Temperature Material Processes, An International Journal », Begell House, Inc. Publishers, New York.

Comité scientifique

M'Hammed ABBAOUI	LAEPT, Clermont Ferrand	Pierre FAUCHAIS	Correspondant JHTMP
Jean-Marie BARONNET	LCP, Limoges	Laurent FULCHERI	ENSMP, Sophia-Antipolis
Bruno CHERON	CORIA, St-Etienne du Rouvray	Alain GLEIZES	Correspondant AAE, Toulouse
Jean-François COUDERT	SPCTS, Limoges	Jean-Jacques GONZALEZ	LAPLACE, Toulouse
Michel DUDECK	Laboratoire d'Aérothermique, Orléans	Dunpin HONG	GREMI, Orléans
		Charles de IZARRA	LASEP, Bourges

PROGRAMME DU COLLOQUE

Lundi 12 mars

9h30-10h00	M. Boukhalfa, CORIA	Présentation du colloque et de l'UMR 6614	
10h00-10h20	P. Freton, LAPLACE	Modélisation tridimensionnelle du déplacement du pied d'arc dans une torche à cathode creuse	9
10h20-10h40	M. Abbaoui, LAEPT	Erosion des contacts en argent en courant continu pour de faibles différences de potentiels	11
10h40-11h00	F. Cayla, LAPLACE	Modélisation de l'interaction arc-électrode	13
11h00-11h20	Ph. Testé, LGEP	Une tentative de passage d'une vision microscopique du spot cathodique à une approche macroscopique du pied d'arc : un problème multi-échelle	15
11h20-11h40	J. Rossignol, ICB	Étude expérimentale de l'interaction de pointes cathodiques micrométriques dans un arc électrique	17
11h40-12h00	F. Valensi, LASEP	Étude de l'accrochage anodique de l'arc de soudage MIG-MAG	19
12h00-13h30	DEJEUNER		
13h30-13h50	D. Vacher, LAEPT	Caractérisation d'un plasma CO ₂ -N ₂ (97%-3%), de type atmosphère martienne, par torche ICP	23
13h50-14h10	D. Studer, CORIA	Spectroscopie Raman et spectroscopie d'émission appliquées à un plasma d'air basse pression produit par torche ICP	25
14h10-14h30	L. Chemartin, ONERA-EDF-CORIA	Simulation tridimensionnelle et instationnaire d'arcs électriques libres. Application à la certification d'aéronef contre la foudre	27
14h30-14h50	N. Cerqueira, LASEP	Mesure de la température dans une colonne de plasma Ar-CO ₂ par analyse interférométrique	29
14h50-15h10	G. Petitpas, CEP-EMP	Caractérisation électrique d'une torche à plasma à arc non thermique fonctionnant à l'air	31
15h10-15h25	Pause-café		
15h25-15h45	N. Boudesocque, LPIC-CEA-LCP	Gazéification de déchets organiques liquides aqueux par plasma thermique immergé	35
15h45-16h05	J.-F. Lenain, FST	Nouvelles approches de l'évaluation du vieillissement des tuyères de torches à plasma en conditions industrielles de projection thermique	37
16h05-16h25	F. Ouni, GREMI	Couplage d'un modèle hydrodynamique à une cinétique chimique : cas du vapo-reformage de CH ₄ par plasma non thermique à la pression atmosphérique	39
16h25-16h45	R. Etchart-Salas, SPCTS	Comparaison du comportement dynamique de deux torches à plasma d'arc : incidence sur la qualité du dépôt en projection plasma de suspensions	41
16h45-17h05	J. Jarrige, CORIA	Effet de l'excitation électrique sur la production d'espèces actives dans une décharge « couronne ». Application à l'élimination de COV dans l'air	43
17h05-17h25	A. Boutaghane, CSC	Modèle magnétohydrodynamique d'un plasma d'arc de soudage TIG (Tungsten Inert Gas)	45
18h30-20h00	VISITE GUIDEE DU ROUEN HISTORIQUE		
Soirée	Dîner à l'Auberge de la Couronne (en option)		

PROGRAMME DU COLLOQUE

Mardi 13 mars

8h30-9h00	F. Gentils, Schneider Electric	Caractérisation expérimentale et simulation numérique d'un défaut d'arc interne dans l'appareillage électrique moyenne tension	49
9h00-9h20	M. Steeve, LAEPT	Régime de pré-arc en forte surcharge dans les fusibles MT. Modélisation et comparaison expérimentale	51
9h20-9h40	F. Gary, LEM	Méthodes de diagnostics magnétiques appliquées à l'étude de la commutation d'un arc électrique	53
9h40-10h00	S.S. Ciobanu, GREMI	Etude d'un arc électrique transitoire basse tension créé lors de la séparation de deux contacts métalliques	55
10h00-10h20	J.-P. Toumazet, LEM	Diagnostic magnétique appliqué à l'étude paramétrique des critères de performances d'un disjoncteur basse tension	57
10h20-10h40	N. Kahhali, ECP-Schneider Electric	A spectrally correlated model to predict radiative transfer in LV circuit breakers	59
10h40-10h55	Pause-café		
10h55-11h15	Y. Cressault, LAPLACE	Coefficients de diffusion combinés à la pression atmosphérique pour des mélanges Ar/N ₂ , Ar/O ₂ et Ar/H ₂	63
11h15-11h35	B. Sourd, SPCTS	Correction du Viriel. Application à l'eau	65
11h35-11h55	S. Bhosle, LAPLACE	Modélisation des résonances acoustiques dans les lampes à haute intensité	67
11h55-12h15	E. Moreau, SPTS	Modélisation du comportement dynamique de l'arc dans une torche à plasma d'arc : influence des paramètres opératoires	69
12h15-12h35	A. Kaminska, IEEP	Grandeurs caractéristiques spatiales et temporelles d'une source à arc fonctionnant avec de l'argon	71
12h35-14h10	DEJEUNER		
14h10-14h40	F. Boursereau, EADS	L'arc électrique pour les besoins de la rentrée atmosphérique	75
14h40-15h00	C. de Izarra, LASEP	Interaction d'un jet de plasma d'argon avec un faisceau laser CO ₂ (10,6 μm)	77
15h00-15h20	M. Ribière, CORIA	Evaluation de profils de densités par analyse de raies auto-absorbées en LIPS	79
15h20-15h40	C. d'Amico, LOA	Antenne virtuelle de plasma produite par une impulsion laser femtoseconde dans l'air	81
15h40-16h00	A. Houard, LOA	Décharge électrique à fort courant induite dans l'air par filamentation femtoseconde	83
16h00-16h15	Pause-café		
16h15-16h35	B. Dong, GREMI	Etude expérimentale d'une décharge à barrière diélectrique pour le contrôle actif d'écoulements gazeux subsoniques	87
16h35-16h55	E. Izquierdo, CEP-EMP	Caractérisation d'une décharge électrique non thermique à très haute pression	89
16h55-17h15	J. Benech, LAPLACE	Détermination expérimentale de la température dans les plasmas thermiques	91
17h15-17h35	M.-E. Rouffet, LAPLACE	Nouvelle méthode de diagnostic de température : intensités relatives par intervalles spectraux	93
17h45	VISITE DU CORIA ET REUNION DU CONSEIL SCIENTIFIQUE		

POSTERS

(1)	M. Masquère, LAPLACE	Etude tridimensionnelle du transfert d'énergie entre un arc et un matériau	97
(2)	Ph. Testé, LGEP	Observation de traces laissées par un arc électrique sur les surfaces des électrodes. Application à la résolution d'un problème inverse : l'estimation du bilan de puissance aux électrodes	99
(3)	C. Zaepfel, GREMI	Diagnostic d'une étincelle dans un mélange air-méthane	101
(4)	R. Hannachi, LSAMA-GREMI	Analyse spectroscopique d'un plasma H ₂ O-CaCl ₂ induit par impact laser. Influence de l'autoabsorption des raies d'oxygène	103
(5)	H. Hingana, LAPLACE	Calcul de la composition d'un plasma d'air à deux températures	105
(6)	J.-M. Bauchire, GREMI	Approche numérique descriptive de l'influence d'une décharge électrique sur un écoulement	107

LUNDI 12 MARS

Session T1

PHENOMENES AUX ELECTRODES

Président de séance : Jean-Marie BARONNET

MODELISATION TRIDIMENSIONNELLE DU DEPLACEMENT DU PIED D'ARC DANS UNE TORCHE A CATHODE CREUSE.

P. Freton, J.-J. Gonzalez, A. Gleizes, F. Boursereau (*) & D. Conte(*)

LAPLACE, UMR CNRS 5213, Université Paul Sabatier Toulouse 3,
118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France

(*) ASTRIUM – Avenue du Général Niox – BP 11 – 33165 Saint Médard en Jalles Cedex

Les configurations de torches à plasma thermique sont très largement utilisées dans l'industrie pour des applications telles que : le dépôt de poudres, le traitement des déchets, ou encore la fusion de matériaux [1]. On peut recenser actuellement deux types de dispositifs de torche à arc. Un premier, constitué d'une cathode cylindrique, pleine, de type pointe ou bouton où l'écoulement du gaz se fait autour de cette cathode et un second type, dit à « cathode creuse », la cathode est un cylindre creux et le pied d'arc vient s'accrocher sur son bord. Ce dernier est généralement mis en mouvement de rotation sous l'action d'un champ magnétique. Dans les deux cas, l'anode est un cylindre creux, ouvert, permettant l'écoulement vers l'extérieur du plasma en extinction. Un schéma représentant les deux types de torche est donné sur la figure 1.

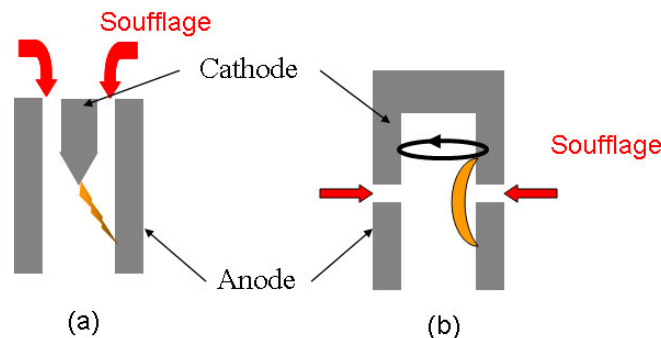


FIG.1. (a) torche à cathode pointe, (b) torche à cathode creuse.

Si les torches a cathode pointe ont été très largement étudiées et modélisées dans la littérature (par exemple [2]), de par leur complexité, les torches à cathode creuse, ont seulement fait l'objet de quelques travaux expérimentaux (par exemple :[3]) mais de peu de travaux théoriques. Concernant la modélisation de ce type de torches, on peut toutefois citer dernièrement les travaux Hur [4].

Notre équipe a ainsi engagé depuis quelques années, en collaboration avec ASTRIUM, une étude théorique de ce type de torche au travers de la modélisation d'une torche industrielle de type AQ-TIL, implantée sur le site ASTRIUM. Il s'agit d'une torche à cathode creuse, de grandes dimensions (longueur d'environ 1m, diamètre de quelques centimètres), fonctionnant dans l'air à pression atmosphérique pour une intensité de quelques centaines d'ampères.

Nous avons dans un premier temps cherché à modéliser cette configuration en deux dimensions axisymétrique stationnaire [5]. Cependant cette approche s'est avérée limitée car dans ce type de torche, le pied d'arc à la cathode subit un champ magnétique extérieur et se déplace continuellement en rotation sur le tube de l'électrode. Nous proposons donc dans cette étude, une modélisation tridimensionnelle pour la représentation de ce déplacement. Pour cela, un modèle 3D transitoire a

été mis en place au travers du logiciel Fluent®. L'intensité est imposée au travers d'un profil de densité de courant sur la cathode. Nous avons pour l'instant supposé que le pied d'arc se déplaçait dans un plan horizontal perpendiculaire à la cathode. Pour simuler le déplacement du pied d'arc sous l'action d'un champ magnétique extérieur, nous nous sommes inspirés d'une technique appliquée avec succès dans les modèles de disjoncteurs basse tension [6]. La méthode consiste à estimer, pour chaque pas de temps du calcul, la conductivité électrique du plasma par secteurs proches de la cathode. On considère alors que le pied d'arc se trouve dans la tranche de plus forte conductivité. Ainsi, si l'arc n'est soumis à aucune force extérieure, il reste dans sa position initiale. Nous avons appliqué ce modèle pour les paramètres suivants : intensité de courant : 260A et débit d'air : 20g/s. Un des résultats obtenus pour un des pas de temps est donné sur la figure 2. Cette figure représente l'isovaleur de la densité de courant : $2 \cdot 10^5 \text{A/m}^2$. La méthode ainsi que les résultats seront présentés lors de du congrès CAE2007.

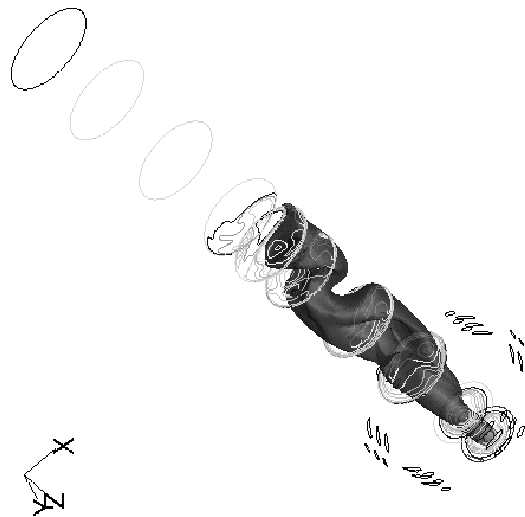


FIG.2. Isovaleur de la densité de courant égale à $2 \cdot 10^5 \text{A/m}^2$ – $t=1.96\text{ms}$.

Références

- [1] Laroche G et al, “ *Les plasmas dans l’industrie*”, *Electricité de France, Doppee85*, (1991).
- [2] Westhoff R et al., *J. Appl. Phys*, 70, (1991), pp3455-3466,
- [3] Brillhac J.F., et al, *Plas. Chem. and Plas. Proc.* 15, (199,,) pp257-277
- [4] Hur M. et al, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 35, (2002), pp1946–1954
- [5] Freton P. et al, “*Modélisation bidimensionnelle d’une torche industrielle à cathode creuse*” *Colloque CAE2005, Orléans 14-15 mars 2005*.
- [6] Swierczynski B. et al, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 37, (2004), pp595-609

EROSION DES CONTACTS EN ARGENT EN COURANT CONTINU POUR DE FAIBLES DIFFERENCES DE POTENTIEL

M. Abbaoui¹, A. Lefort¹, D. Sallais² & N Ben Jemaa³

¹*Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques, CNRS UMR 6069,
Université Blaise Pascal 63177 Aubière*

²*Metalor Technologies (France) SAS, Contacts Division,
BP29, 28190 Courville-sur-Eure*

³*Laboratoire PALMS, Université de Rennes 1, 35042 Rennes*

L'érosion des contacts électriques est un paramètre important pour évaluer, interpréter et prévoir les performances des matériaux de contact et des appareils de coupure dans lesquels ils sont utilisés. Le domaine qui constitue le centre d'intérêt ici est celui des contacts utilisés dans l'industrie automobile, ceci a pour conséquence une limitation au courant continu et à des différences de potentiel comprises entre 12 et 17 V.

Les expériences sont réalisées à l'air libre à la pression atmosphérique. Dans le dispositif expérimental utilisé [1,2] le courant est régulé et maintenu à 40 A, les contacts s'ouvrent à la vitesse constante de 0,20 m/s, un dispositif à thyristor contrôle la durée de l'arc électrique et va interrompre celui-ci pour des distances d'ouverture allant de 1µm à 2 mm. L'érosion correspondant à ces différentes valeurs est déterminée par pesée des contacts avant et après 5000 ouvertures. Les résultats montrent une érosion qui va évoluer avec la distance de séparation des contacts. Ainsi pour les faibles valeurs (<50 µm) il se produit un transfert de matériau de l'anode vers la cathode, puis pour des valeurs allant de 50 à 600 µm le bilan est pratiquement nul avec une tendance d'un léger transfert anode vers la cathode, au-delà de 600 µm un nouveau mais court transfert anode cathode est observé, puis les deux électrodes vont perdre de la masse.

L'interprétation des résultats repose sur une analyse théorique et un calcul par éléments finis [3] sur un domaine allant de la surface du matériau de contact jusqu'à une profondeur de l'ordre du millimètre. Un flux de puissance variable dans le temps appliqué à l'anode, et une disposition variable des spots cathodiques, conduisent à un échange de matériau par transfert de vapeur entre les deux électrodes, semblable à celui mesuré expérimentalement. Le calcul effectué pour une géométrie 3D axisymétrique donne ainsi les volumes érodés et les volumes de la phase liquide au cours du temps. Ces résultats donnent la profondeur de matériau qui va être affectée par des changements de phase, et conduisent à définir les zones où le matériau va ainsi être modifié ou déplacé.

Références

- [1] N. Ben Jemaa, L. Nedelec, S. Benhenda, "Break arc duration and contact erosion in automotive application", IEEE Trans. CPMT, vol 19, no.1, pp 82-86, March 1996.
- [2] N. Ben Jemaa, L. Doublet, L. Morin, D Jeannot, "Break arc study for the new electrical level of 42V in automotive applications", Proc. 47th IEEE Holm Conf. on EC, Montreal, pp 50-55, Sept. 2001.
- [3] J. Rossignol, M. Abbaoui and S. Clain "Numerical modelling of thermal ablation phenomena due to a cathodic spot", J. Phys. D: Appl. Phys. Vol 33, pp 2079-86, 2000.

MODELISATION DE L'INTERACTION ARC-CATHODE

F. Cayla, J.-J. Gonzalez, P. Freton & Ph. Teulet

LAPLACE, UMR CNRS 5213, Université Paul Sabatier Toulouse 3,
118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France

Dans de nombreux systèmes et procédés, la description du plasma et l'accessibilité à de nombreux paramètres est indispensable pour leur optimisation : projection, disjoncteurs, découpe, traitement de déchets. Les progrès effectués sur la modélisation de plasmas en présence d'arc électrique permettent actuellement de décrire le milieu considéré dans sa quasi-globalité [1]. Cependant, la description de l'interaction arc-cathode reste un sujet délicat et encore mal maîtrisé. De nombreux auteurs, au travers de modèles divers et variés [2-6], ont élaboré des théories qui conduisent bien souvent à des résultats non validés de par le manque de données expérimentales sur cette région de faibles dimensions. Ces modèles, mis en place pour effectuer le plus souvent des études de paramètres, sont appliqués dans des configurations mono dimensionnelles (modèle 1D) et ne possèdent aucune extension possible pour une mise en œuvre vers des modélisations de plasma d'arc à deux dimensions [5-6]. Un consensus existe cependant sur la structuration de cette région proche cathodique, avec en vue de sa représentation, un découpage en quatre régions : la cathode, la gaine, la pré-gaine et le plasma à l'Equilibre Thermodynamique Local (cf. FIG. 1).

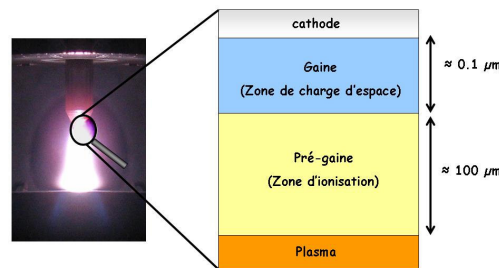


FIG.1. Structure de la zone cathodique.

L'objectif de notre étude est d'utiliser et d'améliorer les théories existantes dans l'optique d'une prise en compte de l'interaction arc-cathode dans un modèle global d'arc à deux dimensions. Les contraintes principales imposées par cette approche vont être les suivantes :

- Le modèle doit permettre de conserver l'intensité de courant de la décharge au niveau de l'interface cathode-plasma [2][3].
- Il doit permettre de modéliser l'interaction de l'arc avec la totalité de la surface de la cathode, c'est-à-dire aussi bien en son centre que sur les bords où la thermoémission n'est plus prédominante.

Ainsi le modèle que nous développons [7] doit être pensé de manière à conserver la densité de courant locale entre la cathode et la gaine. Le paramètre d'entrée serait donc cette grandeur, et non la chute de tension cathodique comme le suggère Benilov [4]. Nous devons cependant nous assurer de la cohérence de notre modèle, et pour cela nous comparons et donnons à titre d'illustration les résultats obtenus en fixant la température électronique [7] ou bien la densité de courant. Ces résultats ont été obtenus dans le cas d'un plasma d'argon à la pression atmosphérique interagissant avec une cathode en tungstène.

La figure 2 représente la chute de tension dans la gaine U_s en fonction de la température de surface T_w de la cathode en utilisant comme unique paramètre d'entrée soit la température électronique (trait plein) soit la densité de courant (étoiles).

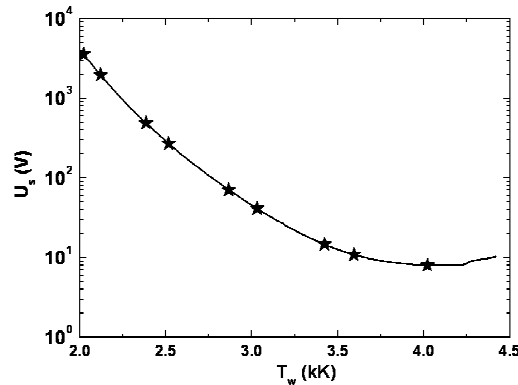


FIG. 2. Chute de tension cathodique en fonction de la température de surface T_w .

Cette figure montre un bon accord entre ces deux approches et valide de fait la cohérence de notre approche. La première contrainte de notre modèle est donc respectée. On peut cependant s'étonner, même s'il existe un excellent accord au niveau de la comparaison, des valeurs des chutes de tension à basses températures de surface T_w . Les résultats laissent entrevoir une éventuelle divergence de la chute de tension et donc du modèle sur les bords du plasma là où la température de surface de la cathode diminue. Un phénomène semble donc ne pas avoir été pris en considération dans notre modèle [7] et dans celui de Benilov [4].

Les premières prospectives ont mis en évidence le rôle que pouvait jouer l'émission secondaire notamment dans la limitation de la valeur de la chute de tension pour les basses températures. Ainsi si le flux d'électrons produit par émission secondaire est estimé à 0.1 fois celui des ions [8], la chute de tension ne diverge plus et tend vers une valeur constante de 170 V pour des températures de surface inférieures à 2200K. Ce terme est à présent inclus dans le modèle que nous présenterons.

Nos travaux se dirigent actuellement vers l'implantation de ces développements vers une approche à deux dimensions.

Cette étude est réalisée en partenariat avec la société Schneider Electric.

Références

- [1] Lago F. *et al*, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **37**, 2004, 883-897
- [2] Hsu K.C. *et al*, *J. Appl. Phys.*, **54**, **7**, 1983, 3818-3824
- [3] Lowke J.J. *et al*, *J.Phys.D : Appl. Phys.*, **30**, 1997, 2033-2042
- [4] Benilov M.S. *et al*, *J.Phys.D : Appl. Phys.*, **28**, 1995, 1869-1882
- [5] Zhou X. *et al*, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **3**, 1994, 564-574
- [6] Coulombe S. *et al*, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **6**, 1997, 508-517
- [7] Cayla F. *et al*, *CAE 2005*, Orléans, 123-130
- [8] Phelps A.V. *et al*, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **8**, 1999, R21-R44

UNE TENTATIVE DE PASSAGE D'UNE VISION MICROSCOPIQUE DU SPOT CATHODIQUE A UNE APPROCHE MACROSCOPIQUE DU PIED D'ARC : UN PROBLEME MULTI-ECHELLE

Ph. Testé² & J. Rossignol¹

¹Institut Carnot de Bourgogne, UMR 5209, Université de Bourgogne Mirande B.P. 47870
21078 Dijon Cedex - France ,

²Laboratoire de Génie Électrique de Paris, UMR 8507, Plateau de Moulon, 11 rue Joliot
Curie, 91192 Gif-sur-Yvette cedex - France

Les observations réalisées à l'échelle du spot cathodique[1] [2] ont conduit les chercheurs à proposer une hiérarchie des structures observées :

- Le spot cathodique est un émetteur d'électrons caractérisés par une intensité du courant de l'ordre de 50 à 70 A, un diamètre de l'ordre de 50 à 100 μm et une durée de vie de l'ordre de 1 ms.
- Chaque spot serait composé de « sous structures » appelées « fragment ». L'intensité associée à chaque fragment vaudrait 10 à 15 A, le diamètre de cette structure serait de l'ordre de 10 à 20 μm et la durée de vie de l'ordre de 10 ns.
- Finalement, chaque fragment serait divisé en « cellules » dont le diamètre vaudrait quelques micromètres et la durée de vie serait de l'ordre de la ns.

Par ailleurs, dès qu'on réalise des arcs dont la durée vaut quelques centaines de microsecondes, on observe, en filmant la surface des électrodes au cours de l'arc, des zones fondues de grande taille et des éjections de gouttelettes dont le rayon peut atteindre le millimètre. Ceci est montré sur la figure 1 qui est une photographie extraite d'un film réalisé en cinématographie rapide. L'intensité du courant dans l'arc vaut environ 1000 A, sa durée est de l'ordre de quelques ms, l'électrode cylindrique de diamètre 8 mm est en Argent.

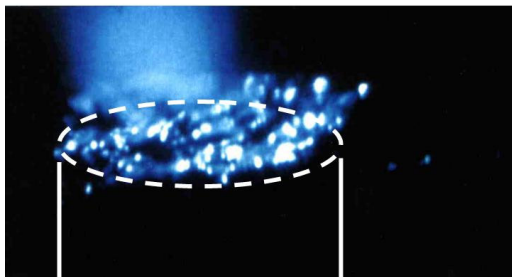


FIG.1. Observation de la surface d'une électrode en Ag soumise à un arc (1000 A – durée 5 ms).

De même, on voit apparaître des cratères aux dimensions « macroscopiques ». Sur la figure 2, nous présentons un de ces cratères obtenus pour un arc dont la durée est de 300 μs , l'intensité (semi sinusoïde) crête valait 400 A. On peut observer l'existence d'un unique cratère et aussi le caractère « axisymétrique » de cette trace. On peut par ailleurs apercevoir des « vagues » de métal fondu (« resolidifié ») dont les dimensions caractéristiques sont de l'ordre de la centaine de micromètre. Tout semble se passer comme si un flux de chaleur unique avait été appliqué sur une surface importante de l'électrode et non comme si ce cratère était le résultat de l'action d'une multitude de « microspots » (fragments).

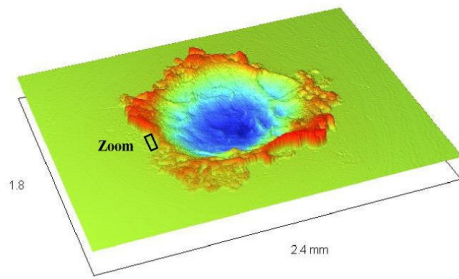


FIG.2. Observation au profilomètre 3D optique d'un macro cratère.

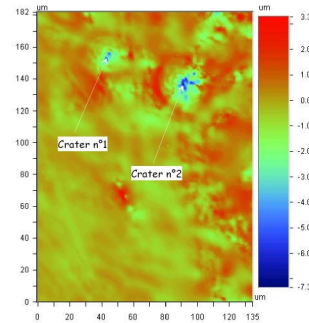


FIG.3. Observation au profilomètre 3D optique de cratères plus petits correspondant à des « fragments ».

Par ailleurs, si on réalise un zoom en bordure du cratère, on peut observer d'autres cratères plus petits. Ceci est représenté sur la figure 3. Les dimensions caractéristiques de ces cratères sont de l'ordre de la dizaine de micromètres.

En ce qui concerne les travaux de modélisation, et plus particulièrement l'estimation du flux de puissance apporté aux électrodes par l'arc, la littérature propose une gamme de valeurs très grande pour la densité surfacique de puissance : de $5 \cdot 10^8 \text{ W/m}^2$ si on considère les travaux de Cobine [3] et al. à 10^{12} W/m^2 pour les travaux de Coulombe [4] et al. L'étendue de cette gamme « d'incertitude » semble être liée aux échelles d'espace et de temps envisagées pour aborder l'interaction entre l'arc et l'électrode. Les nombreux travaux de modélisation du « spot cathodique » concernent la plupart du temps le cas de ce que Jüttner appelle un « fragment ». Ces travaux conduisent souvent à des valeurs élevées de la densité surfacique de puissance apportée à la cathode alors que les travaux basés sur des observations expérimentales (échelle de temps $\approx 1 \text{ ms}$ et échelle d'espace $\approx 1 \text{ mm}$) conduisent souvent leurs auteurs [5] à des valeurs plus faibles.

Plusieurs questions se posent donc :

- Comment des cratères de dimensions de l'ordre du mm sont ils créés par une multitude de fragment beaucoup plus concentrés ?
- Comment des zones fondues importantes peuvent elles se créer ?
- Peut on faire un lien entre les deux visions :
 - l'une microscopique à l'échelle d'espace du fragment et à l'échelle de temps de la ns
 - l'autre macroscopique aux échelles de la centaine de microsecondes et de la centaine de micromètres

L'étude présentée est une première tentative de passage d'une échelle à l'autre à l'aide d'une modélisation numérique simple des phénomènes thermiques dans une électrode.

Références

- [1] B. Jüttner : J. Phys. D: Appl. Phys. 34 (2001) R103-R123
- [2] V. Rakhovsky IEEE Trans. Plasma Sciences PS-15 481-8, 1987
- [3] J. D. Cobine and E. E. Burger, J. Appl. Phys. Vol. 26,n°7, July 1955895-900
- [4] S. Coulombe and J.L. Meunier, Plasma Souces Sci. Tech., 6, 1997, 508-517
- [5] P. Testé, T. Leblanc, R.Andlauer, Eur. Phys. J. Ap. 181-188 (2002)

ÉTUDE EXPERIMENTALE DE L'INTERACTION DE POINTES CATHODIQUES MICROMETRIQUES DANS UN ARC ELECTRIQUE

J. Rossignol¹, Ph. Testé², E. Bourillot¹ & B. Defonseca¹

¹*Institut Carnot de Bourgogne, UMR 5209, Université de Bourgogne Mirande B.P. 47870
21078 Dijon Cedex - France ,*

²*Laboratoire de Génie Électrique de Paris, UMR 8507, Plateau de Moulon, 11 rue Joliot
Curie, 91192 Gif sur Yvette cedex - France*

La littérature évoque de nombreux travaux sur les sites émissifs de courant à la surface cathodique appelé spots. Régissant les propriétés physiques et chimiques d'un arc électrique, leur intérêt industriel est notable. Durant l'arc électrique, les études expérimentales sur l'interaction arc électrique - surface cathodique sont effectuées par spectroscopie ou au moyen de cameras rapides dont la résolution spatiale diminue au fil des années avec le temps de pose. Cependant le halo de la tache cathodique constitue un frein non négligeable dans l'obtention d'informations à l'échelle microscopique. Une observation complémentaire, après extinction de la décharge, des traces laissées sur la cathode renseigne sur l'évolution de l'arc électrique. De plus, la naissance même et la vie des spots cathodiques sur un plan expérimental sont encore mal connues.

On distingue deux approches théoriques pour décrire les phénomènes présents à l'interface plasma - surface cathodique. Le premier modèle, de type stationnaire, est fondé sur l'équilibre énergétique à la surface d'un spot entre les phénomènes de changement de phase thermodynamiques à la surface, de conduction thermique dans la cathode ainsi que l'émission électronique et le bombardement ionique et électronique de la surface. Au moyen de zones spatiales, les phénomènes de relaxation, d'ionisation, de recombinaison des espèces chargées ou neutres sont pris en compte pour décrire le passage de la cathode à la zone inter électrodes. La naissance du spot, quant à elle, est décrite au moyen du modèle non stationnaire, (explosif) dit ECTON de G. Mesyats.

Portant sur l'étude de la naissance des spots et leur évolution, l'étude expérimentale présentée ici tire son originalité de la conception de pointes micrométriques sur une surface cathodique à rugosité contrôlée.

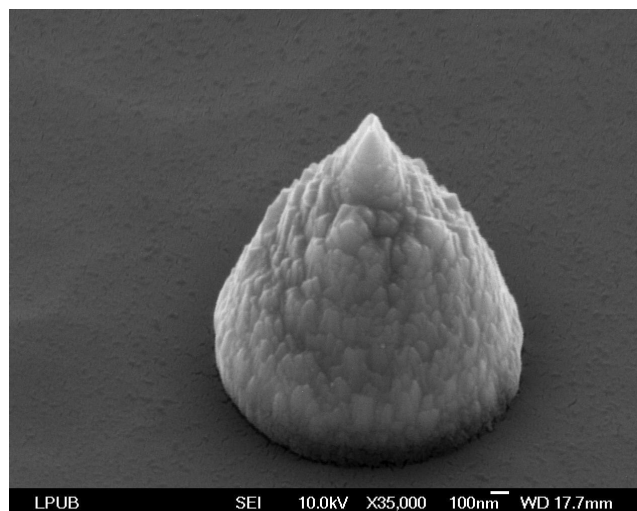


FIG.1. Pointe cathodique par usinage ionique.

Après décapage par polissages mécanique et chimique, des pointes sont développées à la surface de l'électrode au moyen d'un usineur ionique. Le diamètre de la base et la hauteur de chaque pointe est de l'ordre du micromètre. La répartition spatiale de ces pointes est choisie de telle sorte que l'influence entre chaque pointe soit supposée négligeable. Les premiers essais sont faits à l'aide de pointes séparées chacune de cinq microns.

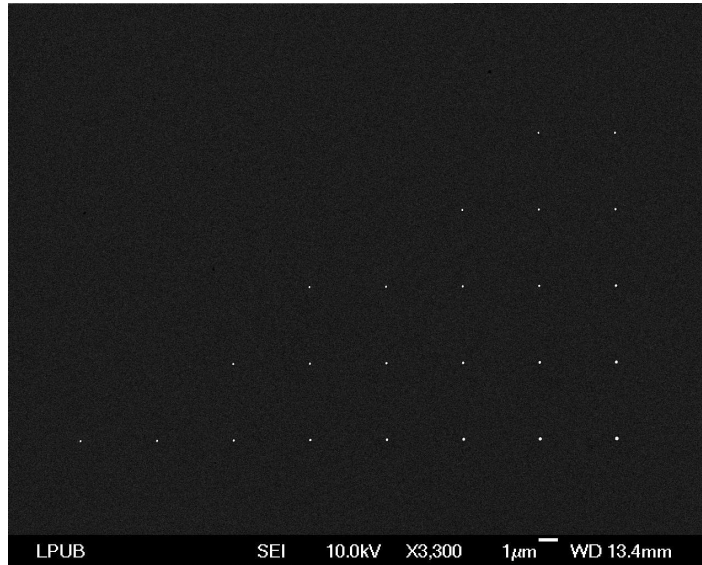


FIG.2. Répartition spatiale des pointes cathodiques.

Au moyen d'un dispositif expérimental de décharge électrique, les surfaces ainsi préparées ont subi des arc électriques courts susceptibles de ne pas fournir suffisamment d'énergie à la décharge pour éroder la totalité de la surface et ainsi permettre une comparaison de la surface avant et après au moyen d'un microscope à balayage électronique. Les informations ainsi recueillies nous renseignent sur l'influence mutuelle entre pointes cathodiques durant l'arc et sur la répartition des zones érodées laissées par les spots cathodiques.

ETUDE DE L'ACCROCHAGE ANODIQUE DE L'ARC DE SOUDAGE MIG-MAG

F.Valensi¹, S.Pellerin¹, S.Zielinska², N.Pellerin³, K.Musiol², C.de Izarra¹ & F.Briand⁴

¹ LASEP, Centre Universitaire de Bourges, BP 4043, 18028 Bourges Cedex, France,

² Insitut of Physics, Jagiellonian University, ul. Reymonta 4, 30-459 Krakow, Poland,

³ CRMHT-CNRS Orléans, Av. de la Recherche Scientifique, 45067 Orléans cedex 2, France

⁴ CTAS-Air Liquide, Saint-Ouen l'Aumône, 95135 Cergy Pontoise Cedex, France

Dans le procédé de soudage MIG ("Metal Inert Gas") / MAG ("Metal Active Gas"), un arc est allumé entre l'extrémité d'une électrode fusible, habituellement l'anode, et la pièce à souder, habituellement la cathode. Le mode de transfert du métal fondu dans l'arc dépend principalement de la nature du gaz utilisé, des dimensions et de la composition de l'électrode ainsi que de la densité de courant de soudage. Selon le courant et le mélange de gaz, le transfert de métal peut se faire de trois manières différentes [1]: par court-circuits, en régime globulaire et par pulvérisation axiale.

La composition du gaz de protection utilisé a une forte influence sur les propriétés physiques du plasma et les paramètres du procédé de soudage. En particulier, l'ajout de dioxyde de carbone dans l'argon conduit à une augmentation du courant de transition entre le régime globulaire et la pulvérisation axiale [2].

L'observation par imagerie rapide de l'accrochage à l'anode a mis en évidence différentes configurations selon le régime de fonctionnement : en pulvérisation axiale, l'extrémité du fil est complètement entourée par l'arc formant un cône, conformément à la description de ce mode de transfert de métal liquide présentée dans la littérature [3][4][5]. En régime globulaire, de grosses gouttes se forment à l'extrémité de l'anode et l'arc présente une forme en cloche autour de la goutte.

L'extrémité du fil anode a été étudiée afin de rechercher un lien entre sa microstructure et la forme du plasma pour les deux régimes de fonctionnement. En effet une modification de l'accrochage de l'arc conduit à une évolution de la forme des lignes de courant, qui influent sur les forces appliquées à la goutte [6].

Des essais ont été réalisés pour différents courants et pour différentes compositions de l'atmosphère de protection, pour chacun des deux régimes de fonctionnement. Après trempe dans l'atmosphère de protection, l'extrémité de l'anode est prélevée à la fin de la séquence de soudage. Une coupe transversale selon l'axe du fil est effectuée, suivie d'un polissage. L'étude de la microstructure est ensuite réalisée au moyen d'un microscope électronique à balayage (MEB PHILIPS XL 40) couplé à un dispositif d'analyse chimique EDX (Energy Dispersive X-ray). Les images obtenues permettent de visualiser des différences de morphologies au sein de la goutte. L'analyse chimique fournit des résultats qualitatifs sur les différents éléments constitutifs ainsi que leur répartition. Pour obtenir des résultats quantitatifs, des analyses complémentaires sont réalisées au moyen d'une microsonde de Castaing (CAMECA SX 50 microbeam).

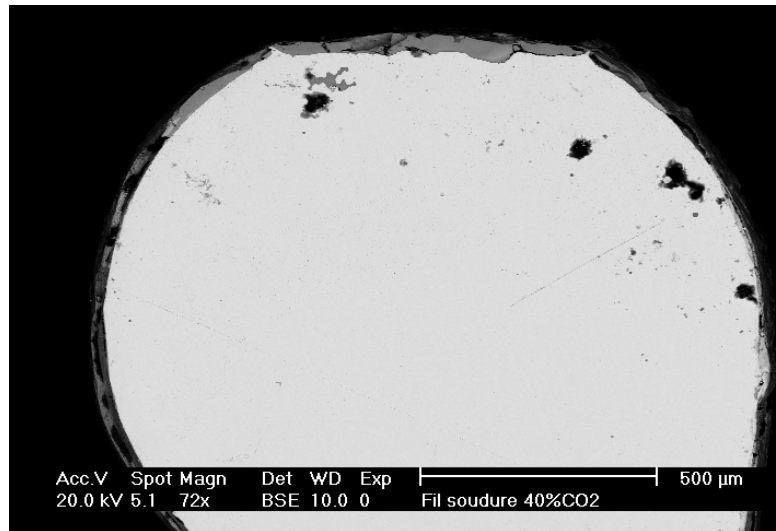


FIG.1. Aspect de l'extrémité de l'anode en régime globulaire
[40% CO₂ – I=330 A – vitesse du fil : 9m/mn]

La présence d'une gangue réfractaire résultant de la migration de certains éléments présents dans la goutte fondue, a été mise en évidence. Son épaisseur augmente avec le taux de CO₂ et diminue quand le courant augmente. Elle est typique du régime globulaire et pourrait expliquer l'évolution de l'accrochage de l'arc et la formation de grosses gouttes.

Références

- [1] Lancaster J. F., "The Physics of Welding", 1st edition, Pergamon Press, Paris, 1984
- [2] Rhee S., Kannatey-Asibu E., "Observation of Metal transfer during Gas Metal Arc Welding", *Welding Journal* **71** (1992) 381s-386s
- [3] Kim Y-S., Eagar T. W., *Welding Journal* **72** (1993) 269s-278s
- [4] Kim Y-S., McEligot D. M., Eagar T. W., *Welding Journal* **70** (1991) 20s-31s
- [5] Jones L. A., Eagar T.W., Lang H. J, *Welding Journal* **77** (1998) 135s-140s
- [6] Nemchinsky V. A., *J.Phys.D.*, **29** (1996) 1202-1208

Session T2

PLASMAS DANS L'ATMOSPHERE

Président de séance : Jean-Jacques GONZALEZ

CARACTERISATION D'UN PLASMA CO₂-N₂ (97%-3%) DE TYPE ATMOSPHERE MARTIENNE PAR TORCHE ICP

D. Vacher¹, G. Faure¹, M. Lino da Silva³, M. Dudeck² & P. André¹

¹Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques, CNRS, 24 Av. des Landais,
F63177 Aubière cedex, France,

²Laboratoire d'Aérothermique, CNRS, 1C Av. de la Recherche Scientifique, 45071
Orléans cedex 2, France,

³Center for Plasma Physics, Instituto Superior Técnico, Av. Rovisco Pais, 1049-001
Lisbonne, Portugal

La connaissance des flux radiatifs lors de rentrées atmosphériques revêt une importance capitale quant à l'étude de la structure du bouclier thermique d'une navette ou sonde spatiale. Dans cet optique, une campagne de mesure initiée par l'ESA a été lancée afin de caractériser, selon des conditions opératoires bien précises, les émissions radiatives de plasma formés à partir d'une atmosphère martienne.

La torche ICP s'avère un outil de diagnostic intéressant de par sa possibilité de créer un plasma relativement stable au point de vue thermodynamique. Ainsi, la torche ICP est en mesure de fournir des données de référence dans des domaines de pression, de flux gazeux et de puissance définis au préalable.

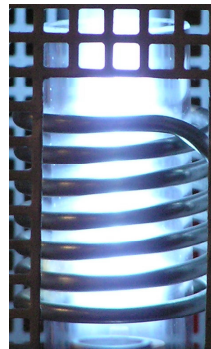


FIG.1. Exemple d'un plasma formé à partir d'une atmosphère martienne par torche à plasma à couplage inductif.

La torche à plasma à couplage inductif présente au LAEPT, fonctionnant à la pression atmosphérique, est utilisée pour créer un plasma de type martien CO₂-N₂ (97%-3%). La fréquence ainsi que la puissance de fonctionnement de la torche ICP sont respectivement 64 MHz et 3 kW. La caractérisation du plasma consiste dans un premier temps à déterminer la composition chimique; un code de calcul basé sur la minimisation de l'énergie libre de Gibbs est utilisé. Dans un second temps, une fois vérifié que l'équilibre chimique est bien atteint, les profils de températures sont reportés après application de l'inversion d'Abel des systèmes moléculaires considérés. Les mesures spectroscopiques couvrent le domaine [250-800] nm. Les spectres synthétiques issus du code SESAM [1] (Simulation de l'Emission Spectrale de l'Atmosphère de Mars) sont alors confrontés aux spectres expérimentaux.

SPECTROSCOPIE RAMAN ET SPECTROSCOPIE D'EMISSION APLIQUEES A UN PLASMA D'AIR BASSE PRESSION PRODUIT PAR UNE TORCHE ICP

D. Studer & P. Vervisch

CORIA UMR 6614, Avenue de l'université 76801 Saint-Etienne du Rouvray, France

L'amélioration de la protection thermique des engins spatiaux requiert une meilleure compréhension de l'interaction entre la paroi de l'engin et le plasma l'entourant. Parmi les phénomènes à étudier, la chimie de l'air à haute température est primordiale. Actuellement, des imprécisions existent encore quant aux taux de réactions chimiques, particulièrement pour ce qui est des réactions de recombinaison et d'ionisation dont l'étude expérimentale est délicate. Afin de reproduire expérimentalement des plasmas comparables à ceux rencontrés lors d'une rentrée atmosphérique, il existe actuellement de nombreux moyens d'essais disponibles : arc-jet, tubes à choc, sources RF ou encore torches inductives à plasma. Grâce à l'absence d'électrodes, les torches inductives permettent de produire des plasmas très purs et peuvent fonctionner avec des gaz oxydants comme O₂. Un autre avantage est la stabilité de ce type de système. En outre, ce type d'installation permet de reproduire un plasma similaire à ceux rencontrés en aval de la couche de choc [1].

Afin de déterminer la composition et les températures caractéristiques du plasma dans deux configurations aérodynamiques standard (point d'arrêt et plaque plane), les diagnostics de spectroscopie d'émission et de diffusion Raman ont été mis en oeuvre. Ces mesures ont eu lieu sur deux torches de 100kW distinctes : la torche Comète implantée sur le site d'EADS-ST à Saint Médard en Jalles et la torche du CORIA. Les conditions expérimentales pour chacune de ces torches sont résumées dans le tableau 1.

	EADS-ST	CORIA
Section	80 mm	80 mm
Puissance	63 kW	42 kW
Débit	2,4 g/s	2,4 g/s
Pression	100 hPa	30 hPa
Enthalpie spécifique	13 MJ/kg	9 MJ/kg
Configuration	PA	PA et PP

TAB. 1. Points de fonctionnement utilisés sur les torches inductives d'EADS-ST et du CORIA.

La configuration point d'arrêt (PA) a été réalisée avec un échantillon en cuivre dont la catalycité peut être supposée totale. De même, la plaque plane (PP) a été réalisée en acier inoxydable (considéré comme parfaitement catalytique). Le bord d'attaque a été recouvert de mullite (SiO₂/Al₂O₃) permettant de le protéger de l'oxydation. Dans les deux cas, la paroi était maintenue à 300K par circulation d'eau.

La spectroscopie d'émission a été utilisée dans le jet libre sur la torche du CORIA de 200 à 800nm (bandes γ et ϵ de NO, premier système négatif de N₂⁺, second positif de N₂ ainsi que N et O atomiques), ainsi que dans la couche limite de point d'arrêt sur Comète de 200 à 400nm. Dans le premier cas, les températures mesurées par comparaison entre les spectres expérimentaux et

synthétiques semblent surestimées (de l'ordre de 8000K à 10cm de la sortie du tube sur NO et N₂⁺) mais sont en accord avec les valeurs trouvées habituellement par cette technique [2],[3]. Ces valeurs doivent être considérées avec précaution puisque les états sondés sont excités et l'équilibre avec les états fondamentaux n'est pas nécessaire du fait de leur faible durée de vie.

Au contraire, la spectroscopie par diffusion Raman présente l'avantage de sonder (théoriquement) tous les états des molécules. Du fait de la faiblesse du signal, cette technique n'a pu être effectuée que sur les espèces majoritaires N₂ et O₂ dans le jet libre (pour N₂) et dans la couche limite sur les deux installations (cf. figure 1). La température rotationnelle mesurée (par comparaison avec nos spectres synthétiques), que l'on suppose à l'équilibre avec la température cinétique, est alors nettement moindre. Elle n'atteint que 3000K sur la torche Comète et 2500K sur la torche du CORIA. En contrepartie, les densités mesurées de N₂ sont très nettement inférieures à l'équilibre. Cela laisse supposer que le plasma n'a pas le temps de s'équilibrer. Une partie importante de l'énergie resterait stockée dans la dissociation.

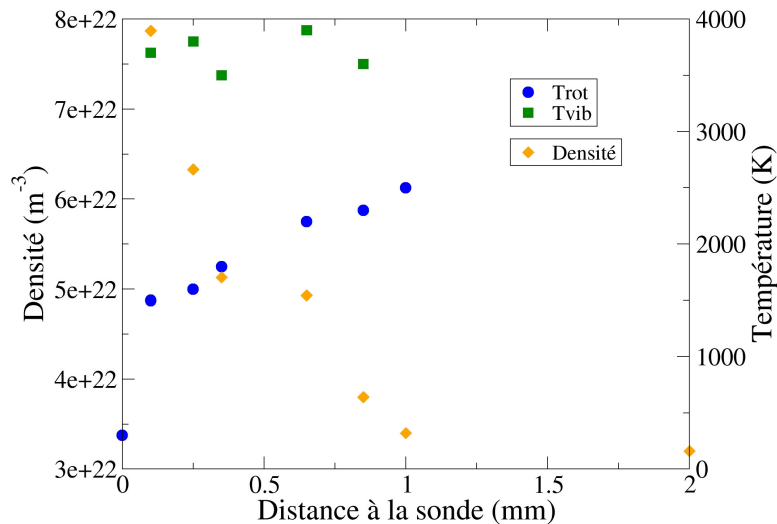


FIG.1. Evolution de la densité et des températures caractéristiques de N₂ dans une couche limite de point d'arrêt.

Ces mesures devraient être complétées prochainement par des mesures de la densité et des températures caractéristiques de NO par LIF.

Références

- [1] A.F. Kolesnikov, *Translated from Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk, Mekhanika Zhidkosti i Gaza* **1**, pp 172-180, 1993.
- [2] C.O. Laux, R.J.Gessman, C.H. Kruger, F. Roux, F. Michaud and S.P. Davis, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **68**, pp 473-482, 2001.
- [3] C.S. Park, M.E. Newfield, D.G. Fletcher and T. Gökçen, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **13**, (1), 1999.

SIMULATION TRIDIMENSIONNELLE ET INSTATIONNAIRE D'ARCS ELECTRIQUES LIBRES. APPLICATIONS A LA CERTIFICATION D'AERONEFS CONTRE LA Foudre.

L. Chemartin¹, P. Lalande¹, C. Delalondre², B.G. Chéron³ & C. André⁴

¹ ONERA/DMPH/EAG – 29 av de la division Leclerc – 92322 CHATILLON

² EDF R&D département MFTT, 6 quai Watier 78400 Chatou, France

³ CORIA, UMR 6614, Site Universitaire du Madrillet, 76801 SAINT ETIENNE DU ROUVRAY

⁴ CEAT, 47 route de St Jean 31130 Balma

Le risque de foudroiement des aéronefs est loin d'être marginal puisqu'un avion de ligne est foudroyé en moyenne toutes les 1500 heures de vol. Les appareils doivent donc satisfaire à des normes de protection sévères, d'autant que le développement des structures en matériaux composites et des systèmes à commande numérique accroît en principe leur vulnérabilité.

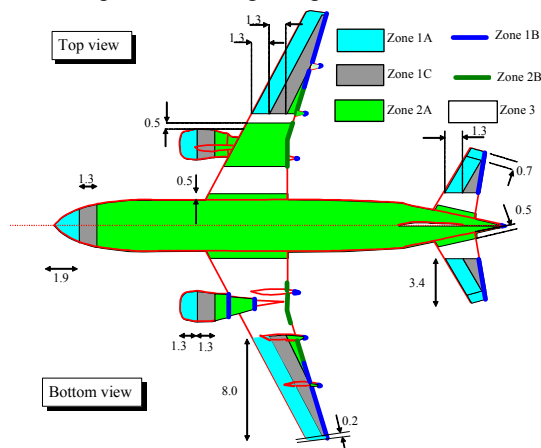


FIG.1. Exemple de zoning d'un aéronef.

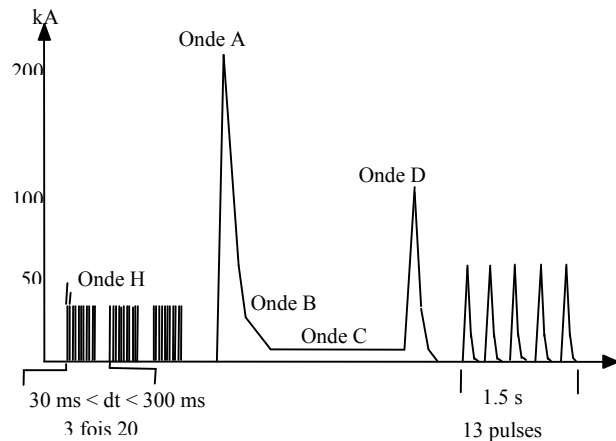


FIG.2. Onde de courant foudre généralisée.

Afin de certifier qu'un aéronef est protégé contre ce risque, les instances normatives avec les industrielles ont mis au point une démarche de certification des avions contre la foudre qui repose sur la notion de zoning. Le zoning consiste à diviser l'avion en plusieurs parties (zones 1A, 2A, 1B, 2B, 1C, 3 sur la FIG. 1) auxquelles sont associés des niveaux de risque de foudroiement traduits en termes normatifs par des formes types de courant (FIG. 2). En effet, sur certaines zones (zones 1B), comme les dérives et les extrémités d'ailes, le canal de l'éclair peut rester accroché en ces points pendant tout le foudroiement tandis que sur d'autres parties de l'avion, le pied d'arc ne peut rester que pendant un temps limité (zones 2A). D'un point de vue pratique, la certification foudre est essentiellement basée sur des essais qui consistent à appliquer sur chacun des matériaux du fuselage la forme de courant correspondant à chacune des 6 zones (1A, 2A, 1B, 2B, 1C, 3).

L'ONERA a développé récemment un modèle physique permettant d'établir le zoning complet d'un aéronef. Ce modèle permet de simuler les deux phases successives intervenant dans le foudroiement de l'appareil. La première phase, appelée phase d'amorçage, est d'une durée de quelques ms, et est caractérisée par l'apparition de canaux conducteurs progressant dans l'atmosphère. La seconde phase, appelée phase de balayage, est d'une durée de l'ordre de plusieurs centaines de ms, et est associée à la circulation de fortes impulsions de courant électrique de l'ordre de la centaine de kA superposées à une composante continue de quelques centaine d'Ampères (c.f. FIG. 2). Durant cette dernière phase, le déplacement relatif de l'appareil déforme le canal de l'éclair et provoque un balayage du pied de la colonne d'arc sur le fuselage de l'aéronef.

Concernant la phase de balayage, le modèle développé par l'ONERA s'appuie sur une description macroscopique de la colonne d'arc de foudre. Dans le but d'améliorer ce modèle, l'ONERA en collaboration avec EDF porte ses recherches autour des propriétés des arcs électriques libres de plusieurs dizaines de cm en utilisant le modèle numérique *Code_Saturne*®, le code CFD développée par EDF. Ce modèle s'appuie sur l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique locale à un fluide incompressible.

Dans cette présentation, il s'agit de montrer des résultats de colonnes d'arcs électriques libres de 50 cm dans l'air à la pression atmosphérique dans lequel circule un courant continu de plusieurs centaines d'Ampères (FIG. 3).

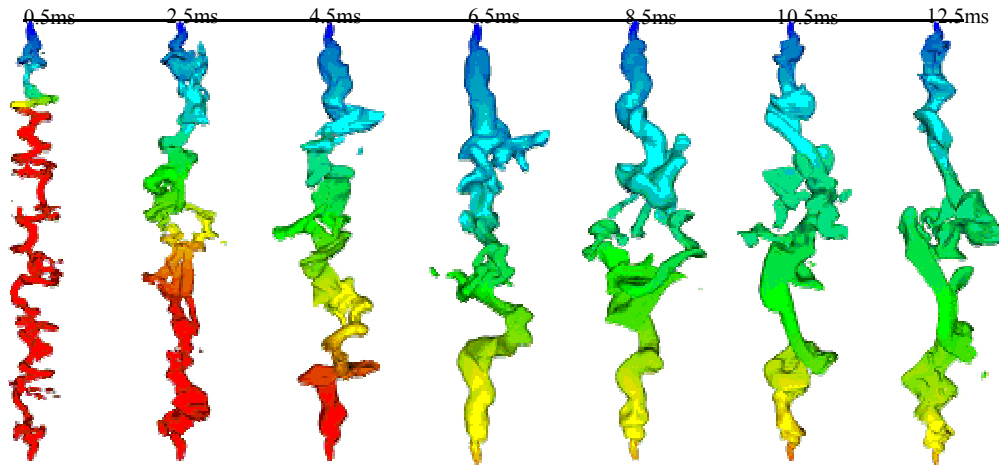


FIG.3. Evolution au cours du temps d'une surface isotherme (7000K) d'un arc électrique de 800A et de 50cm en configuration pointe pointe.

Certains paramètres, comme le champ électrique interne, le rayon d'expansion ou encore la longueur de l'arc, sont extraits de manières à les confronter aux résultats expérimentaux effectués par Tanaka^[1] (FIG. 4).

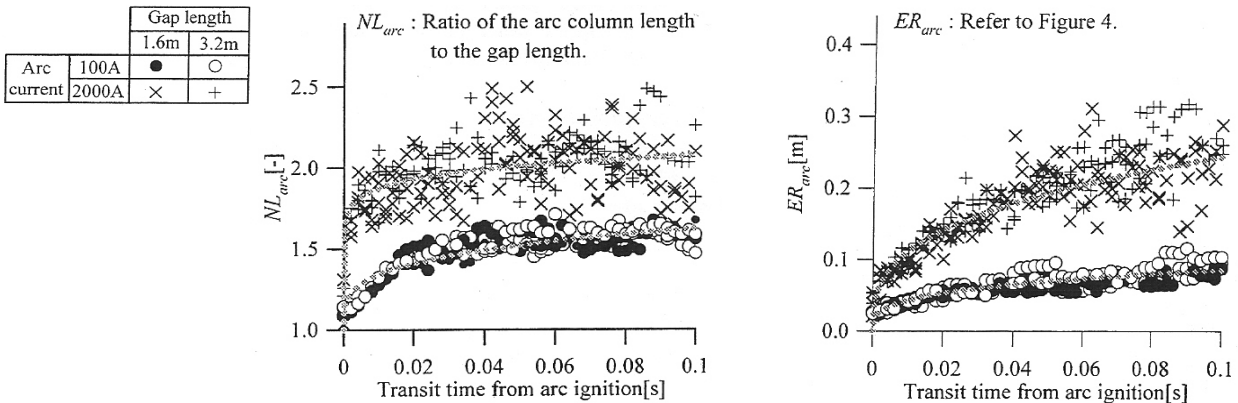


FIG.4. Evolution en cours du temps de la longueur relative (à gauche) et du rayon d'expansion (à droite) pour deux valeurs de gap et deux valeur de courant (Tanaka^[1])

D'autres paramètres comme la vitesse de déplacement, l'épaisseur de l'arc ou encore la température interne moyenne sont déduits de façon à alimenter le modèle macroscopique de la foudre.

Références

[1] S. Tanaka, 3 dimensional behaviour analysis of DC free arc column by image processing technique. (*XIII Int. Con. On Gas Discharges and their Applications*, Glasgow, UK, paper No A41, 2000.).

CARACTERISATION ELECTRIQUE D'UNE TORCHE PLASMA A ARC NON-THERMIQUE FONCTIONNANT A L'AIR

G. Petitpas, J. Gonzalez-Aguilar & L. Fulchéri

*Centre Energétique et Procédés, Ecole des Mines de Paris,
Rue Claude Daunesse, 06904 Sophia Antipolis, France.*

Une torche plasma à arc électrique de type haute tension - faible courant a été développée dans le cadre d'applications à des procédés de conversion chimique [1]. Une source électronique de type convertisseur à résonance permet le contrôle de la puissance injectée à l'aide d'un courant constant. Des précédentes études ont mis en évidence le lien étroit entre le système de décharge, la source électrique et les conditions opératoires ([2],[3]). Trois types de comportement ont été observés: régime filamentaire, régime arc glissant et régime continu. Une étude approfondie du régime continu a eu lieu, en prenant l'air comme gaz plasmagène, à pression atmosphérique.

Sous l'effet d'un écoulement rotationnel dans une configuration d'électrodes pointe/cylindre ([2], un arc se développe. Le pied d'arc cathodique va alors se stabiliser dans une zone assez définie en sortie de tuyère: nous sommes dans un régime continu (voir figure 1). Les petits déplacements du pied de l'arc sont visualisés sur la caractéristique de tension par des variations de l'ordre de 2 kHz.

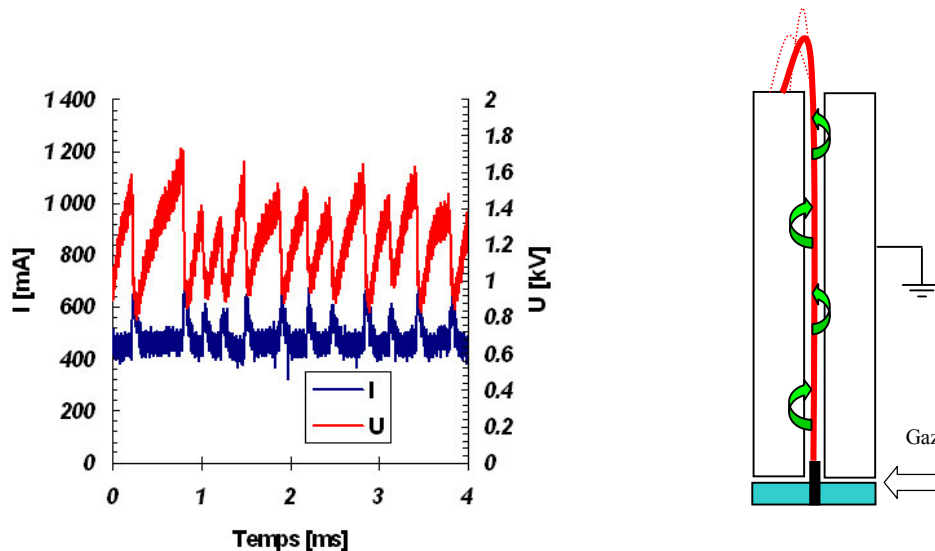


FIG. 1. Evolution du courant et de la tension aux bornes de l'arc en fonction du temps, $Q_{\text{air}}=1,5 \text{ Nm}^3/\text{h}$ (fréquence de régulation de la source électrique: 50 kHz). A droite : schéma du dispositif.

L'étude de l'influence du débit sur la stabilité de l'arc, en corrélation avec une étude qualitative nous permet de déterminer différents sous-régimes de fonctionnement. Ainsi (voir figure 2), une augmentation du débit conduit à une diminution de la longueur d'arc, mais aussi une augmentation de la valeur moyenne de la tension aux bornes de la décharge ainsi que l'écart type de la distribution des potentiels. Les différents test ont eu lieu à pression atmosphérique.

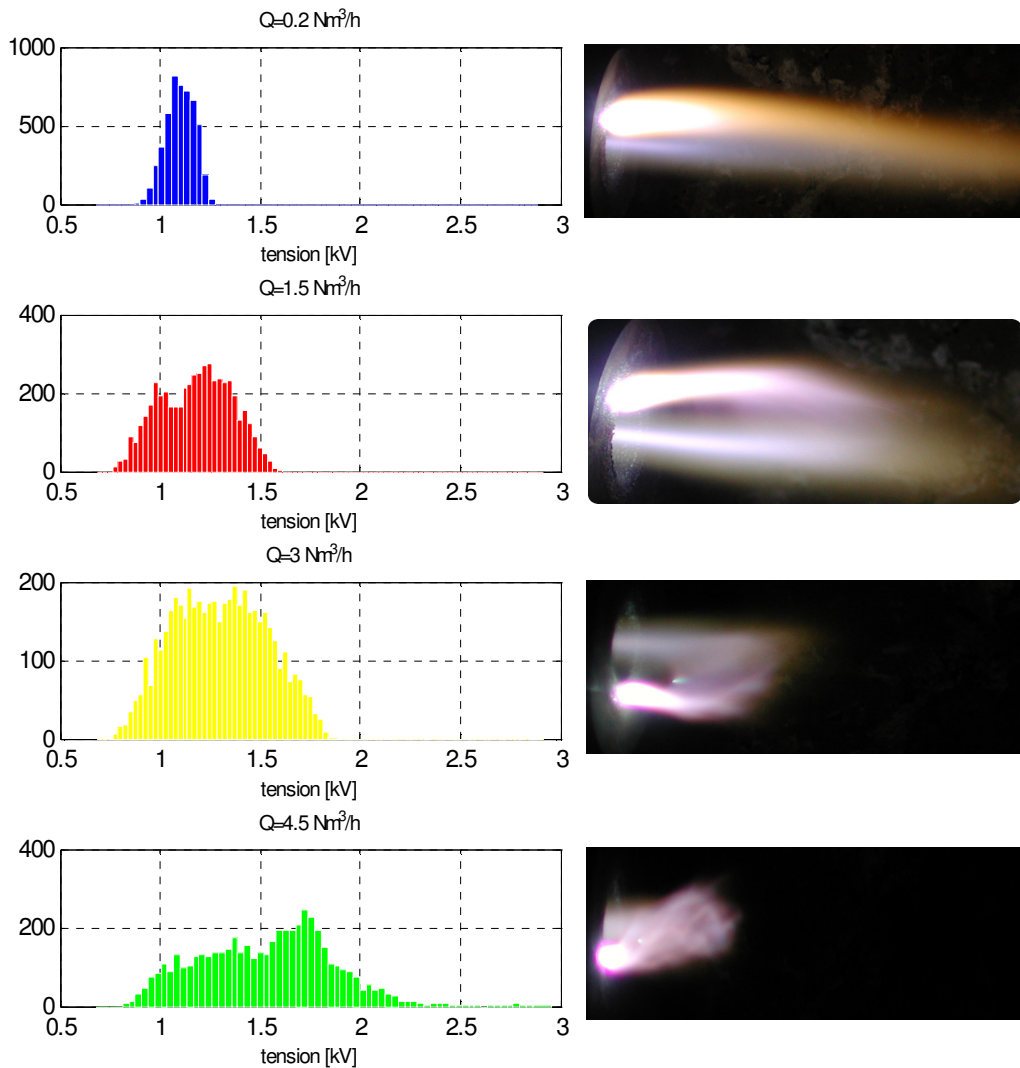


FIG. 2. Distribution des valeurs de tensions aux bornes de l'arc et aspect de l'arc pour différents débits d'air variant entre 0.2 et 4.5 Nm³/h.

La stabilité de l'arc est un paramètre important pour des applications énergétiques. L'étude de ses caractéristiques en fonction de ses paramètres de fonctionnement (débit, nature du gaz, puissance injectée) est donc un point clé pour l'amélioration du procédé.

Références

- [1] A. Darmon-Ferme, J.-D. Rollier, *et al.*, *Proc. of 16th World Hydrogen Energy Conference, Lyon, France, June 13-16 (2006)*
- [2] L. Fulcheri, J.-D. Rollier, J. Gonzalez-Aguilar, *Plasma Sources Sci. technology*, **6**, 183 (2006)
- [3] J.-D. Rollier, L. Fulcheri, J. Gonzalez-Aguilar, *Proc. of 17th International Symposium on Plasma Chemistry, Toronto, Canada (2006)*

Session T3

PROCEDES PLASMAS

Président de séance : Charles DE IZARRA

GAZEIFICATION DE DECHETS ORGANIQUES LIQUIDES AQUEUX PAR PLASMA THERMIQUE IMMERGE

N. Boudesocque¹, F. Lemort¹, C. Lafon¹, C. Girolid¹, C. Vandensteendam², J.-M. Baronnet²

¹Laboratoire des Procédés Innovants de Conditionnement, CEA Valrhô, Centre de
Marcoule, BP 17 171, 30207 Bagnols sur Cèze Cedex

²Laboratoire de Chimie des Plasmas, Faculté des Sciences et Techniques de Limoges,
87060 Limoges Cedex

Introduction

Le traitement de manière pérenne de déchets organiques passe par le recyclage matière et/ou leur valorisation énergétique ; il existe déjà des procédés qui répondent à cette exigence : l'incinération, la gazéification et la biométhanisation. L'émission de gaz à effet de serre se limite après combustion à du dioxyde de carbone dont le carbone provient exclusivement du déchet. Cependant, certains types de déchets ne peuvent être détruits facilement sans séchage préalable, en particulier, les déchets organiques pâteux ou liquides aqueux provenant de l'industrie agroalimentaire, des industries chimiques et des stations d'épuration. Un procédé original de gazéification (production de CO et H₂) de ce type de déchets est présenté : il utilise un plasma thermique immergé qui ne requiert pas de séchage préalable.

Etat de l'art

Soucy et al. [1], Yargeau et al. [2] et Alekseev et al. [3] ont montré la faisabilité de la décontamination d'effluents issus de la production d'aluminium et des industries chimiques par l'utilisation d'un plasma thermique fonctionnant au sein même de la solution aqueuse à traiter. L'oxydation du carbone de ces effluents par des radicaux très réactifs tels que OH° permet de minéraliser le carbone en CO₂.

Le procédé présenté réalise une oxydation partielle pour obtenir un gaz de synthèse essentiellement composé de H₂ et de CO.

Dispositif expérimental

Le plasma thermique est produit de deux façons différentes : d'une part, à l'aide d'une torche à plasma d'arc non transféré, d'autre part à l'aide d'un arc électrique produit entre deux électrodes de graphite, l'un et l'autre sont alimentés en courant continu. Le déchet est simulé par une solution aqueuse d'un mélange équimolaire de glucose et de fructose (100 – 660 g/kg de solution).

Le premier dispositif (cf. Fig. 1) permet d'obtenir un fonctionnement reproductible du procédé pour établir des bilans de matière et de chaleur lors de la gazéification. Il permet aussi d'étudier l'influence de paramètres tels que la concentration en matière organique, la puissance disponible dans le plasma et le débit d'injection du déchet. Cette injection est effectuée via six orifices percés dans la tuyère de l'anode pour forcer le mélange entre le jet de plasma et la solution.

Le second dispositif (cf. Fig. 2) permet d'étudier un arc électrique libre au sein d'une solution aqueuse.

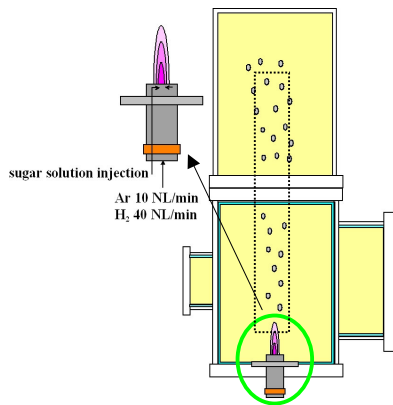


FIG.1. Torche à plasma d'arc non transféré immergé

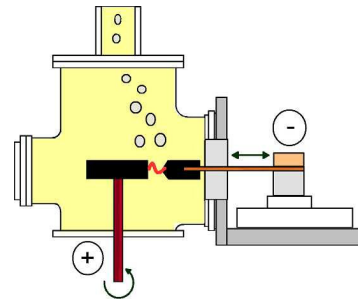


FIG.2. Arc électrique immergé entre une anode tournante et une cathode en graphite

Essais

La méthode du plan d'expériences (P.E.) est utilisée pour calculer les effets des paramètres du procédé. Les réponses prises en compte sont : la production de monoxyde de carbone qui correspond à la consommation de carbone provenant du déchet et le rendement de conversion du carbone en monoxyde de carbone. La modélisation à l'aide d'un logiciel CFD (Computational Fluid Dynamics) de l'écoulement diphasique dans un réacteur à jet de plasma immergé, où une recirculation est créée grâce au phénomène de thermo/gazosiphon, est également réalisée.

Résultats

Le réacteur « arc électrique » permet la production d'un gaz riche en CO et H₂ (~ 85 % du volume total, soit un pouvoir calorifique inférieur de l'ordre de 9 MJ/Nm³). Durant les essais du P.E. avec le réacteur à torche plasma, la production de CO augmente avec la concentration en matière organique, la puissance et le débit massique. Un modèle mathématique prédit assez précisément cette production à partir de ces trois paramètres. Le rendement de conversion du carbone en CO est fonction du produit entre le débit massique de sucre inverti et la puissance disponible dans le jet de plasma ; le modèle concernant cette réponse ne fournit qu'une approximation. La difficulté d'injecter de façon reproductible le déchet dans le plasma est une des raisons de l'incertitude.

Lors des essais « batch », le bilan de matière montre une consommation de 2,4 kg/h de sucre inverti avec une concentration initiale de 430 g/kg pour une puissance électrique fournie de 20 kW.

Conclusions et perspectives

Les objectifs -décontamination/gazéification par plasma thermique immergé- ont été atteints même si le transfert de matière entre le jet de plasma et la solution de déchets reste limité. La gazéification résulte plus de l'effet thermique du plasma que de réactions chimiques entre de la vapeur d'eau et les molécules organiques. Par conséquent, l'utilisation d'un gaz plasmagène plus réactif tel que de la vapeur d'eau pourrait être plus efficace.

Avec le dispositif actuel, des essais sur un effluent de l'industrie oléicole et de l'industrie papetière vont être effectués pour étudier le comportement d'un déchet plus complexe lors du traitement par torche plasma immergé.

Références

- [1] G. Soucy et al., ISPC 14th, 2-6 Août, Prague, pp 2387-2392 (1999).
- [2] V. Yargeau et al., ISPC 16th, 22-27 Juin, Taormina, (2003).
- [3] N. V. Alekseev et al., High Energy Chemistry, **34** (6), pp 389-393 (2000).

NOUVELLES APPROCHES DE L'ÉVALUATION DU VIEILLISSEMENT DES TUYÈRES DE TORCHES À PLASMA EN CONDITIONS INDUSTRIELLES DE PROJECTION THERMIQUE

J.-F. Lenain¹, D. Rigot² & B. Pateyron²

¹ FST Université de Limoges 123, avenue Albert Thomas 87060 Limoges Cedex

² SPCTS Université de Limoges CNRS UMR6638

123, avenue Albert Thomas 87060 Limoges Cedex

Le problème industriel de l'optimisation de la prolongation de la durée d'utilisation des torches sans risque de détérioration des produits est constant. Il s'agit de définir un critère fiable qui permette de caractériser l'usure, et ainsi indiquer à quel moment changer la tuyère usée par une tuyère neuve.

Ces critères restent encore assez subjectifs, et tiennent de l'expérience de l'opérateur. En 2003 David Rigot en collaboration avec la société Volvo Aéro a défini un certain nombre de critères dans le cadre de sa thèse [1]. Cette étude a abouti à la réalisation d'un module électronique d'alerte détectant l'entrée dans la période risquée de fonctionnement. La méthode mise au point était fondée sur la recherche et le suivi de fréquences caractéristiques dans les fluctuations de tension d'arc et dans le bruit acoustique qui en est l'image.

Il semble qu'une étude statistique brute des signaux soit à même de permettre de définir et visualiser des critères simples dont la variation brutale est utilisable en alerte objective des phénomènes d'usure. Il s'agit de mesures ponctuelles du spectre de puissance lissé [2] [3] et de sa variabilité. Le signal filtré permet de distinguer typiquement une ou deux périodes d'usure lente suivies d'une période d'usure rapide. Cette différenciation apparaît clairement après un choix adéquat des bandes de fréquences utilisées. Les représentations graphiques sont très expressives ; elles sont complétées par des tests statistiques.

Signaux & Méthode

Les fichiers de résultats, obtenus par David Rigot au cours d'une campagne de tirs réalisés en septembre 2003 chez le constructeur aéronautique Volvo Aéro, ont permis de recueillir des séries de mesures uniformisées sur toute la durée d'utilisation des torches. Pour l'une d'entre elles, dont l'utilisation fut particulièrement longue, quelques tirs « à vide » ont été poursuivis au-delà du seuil usuel d'utilisation dans le seul but d'étudier le vieillissement. Le son de la torche et la tension ont ainsi été recueillis à divers temps de l'exploitation des tuyères, avec plusieurs fréquences d'échantillonnage, en présence et absence de poudre.

Ils permettent en première approche d'en extraire directement des paramètres statistiques globaux dont on représente la variation en fonction du temps : moments, dissymétrie, aplatissement, entropie [4], ...

Pour chaque temps de mesure, les spectres de puissance sont calculés sur un échantillonnage multiple de chaque signal. Chacun des spectres est lissé à l'intérieur d'une fenêtre de convolution par un estimateur à noyau. Une représentation simultanée de la puissance des signaux et de leur variabilité permet de choisir visuellement la ou les bandes de fréquences les plus discriminantes. Deux séries de paramètres sont alors évalués:

- moyenne et variance du spectre dans la bande choisie ;
- paramètres globaux nouvellement évalués à partir des signaux filtrés dans la bande choisie.

Résultats

La plupart des statistiques sélectives évoluent de manière semblable et permettent de caractériser les périodes d'usure, alors que les résultats globaux sont le plus souvent peu discriminants. Par exemple des modèles à rupture de pente (modèles linéaires par morceaux) sont utilisés.

Les spectres de tension et de son donnent des résultats semblables.

Le signal sonore est utilisable en présence ou non d'injection de poudre.

Des tests séquentiels simples peuvent être envisagés pour évaluer l'entrée dans la phase d'usure rapide.

USURE

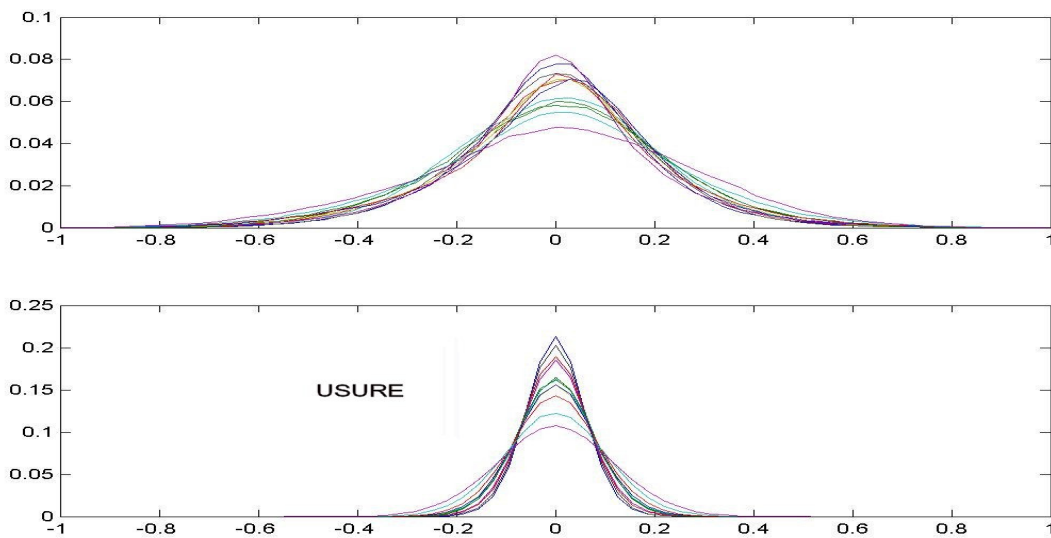


FIG.1. Evolution des histogrammes du son brut et du son filtré en fonction de l'usure.

Références

- [1] Rigot David, *Contribution à l'étude de l'érosion des électrodes de torches à plasma d'arc pour la projection par suivi en ligne des signaux de tension et de son*, thèse n° 53-2003 Université de Limoges, 24 Novembre 2003
- [2] Simonoff, J. (1996). *Smoothing Methods in Statistics*, Springer, New York.
- [3] Wand, M.P. & Jones, M.C. (1995). *Kernel Smoothing*, Vol.60 of Monographs on Statistics and Applied Probability, Chapman and Hall, London.
- [4] Mohammad-Djafaria *Entropie en traitement du signal (Entropy in signal processing) TS, Traitement du signal (Trait. signal)* ISSN 0765-0019, Actes du colloque en l'honneur du professeur Bernard Picinbono, Gif sur Yvette, Paris, France (19/05/1999), 1998, vol. 15, NS, no 6 (27 ref.), pp. 545-551.

**COUPLAGE D'UN MODELE HYDRODYNAMIQUE
A UNE CINETIQUE CHIMIQUE :
CAS DU VAPO-REFORMAGE DE CH₄ PAR PLASMA NON THERMIQUE
A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE**

F. Ouni, A. Khacef & J-M. Cormier

GREMI-PolyTech'Orléans, 14 rue d'Issoudun BP 6744, 45067 Orléans Cedex2

La description complète d'un réacteur plasma doit, en toute rigueur, inclure l'évolution du milieu ionisé en termes d'écoulements complexes et une cinétique chimique faisant intervenir les espèces ioniques, les radicaux (O[•], OH[•] par exemple) ainsi que les électrons. L'absence de données sur les taux de réactions de molécules complexes et la non disponibilité de codes hydrodynamiques complets applicables aux plasmas hors équilibre thermodynamique rend cette description difficilement réalisable.

L'objectif de ce travail est de proposer une interprétation du système CH₄-H₂O en phase plasma dans un réacteur à décharge stationnaire (faible courant) à la pression atmosphérique ayant des propriétés similaires à celles des dispositifs de type "Glidarc". La compréhension de tels systèmes passe par l'élaboration d'un modèle simplifié permettant de coupler un modèle hydrodynamique à une description cinétique. Il s'agit d'obtenir une cartographie de l'évolution des concentrations des différentes espèces (CH₄, H₂, CO dans ce cas) dans un réacteur de géométrie cylindrique activé par un cordon de plasma hors équilibre.

Le réacteur plasma est décrit par un modèle hydrodynamique couplé à un modèle cinétique simplifié. Le logiciel FEMLAB a été utilisé pour résoudre le système d'équations différentielles. Les conditions initiales sont: le débit, la température sur l'axe du réacteur, la pression et la composition chimique du mélange injecté dans le réacteur plasma.

Le modèle cinétique simplifié a été établi à partir d'un réacteur piston de référence. Les coefficients des constantes de vitesses sont ajustés afin de décrire l'évolution des concentrations des espèces calculées à l'aide du logiciel "Chemical Workbench" qui permet de traiter différents modèles de combustion dans un réacteur piston à température constante.

Dans cette étude, le modèle utilisé est le mécanisme *GRI-Mech 3.0* développé par le "Gas Research Institute" (USA) pour modéliser la combustion du gaz naturel. Il est constitué de 325 réactions chimiques élémentaires et 53 espèces.

La modélisation, appliquée au système CH₄(35%) - H₂O(65%), permet d'obtenir une cartographie du taux de conversion de CH₄ en régime stationnaire correspondant aux densités locales normalisée d'hydrogène et de monoxyde de carbone. La figure 1 présente un exemple de cette cartographie pour un débit de gaz correspondant à une vitesse d'injection de $5 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-1}$.

Les résultats présentés sur la figure 2 montrent l'importance de la vitesse d'injection axiale (donc du débit de gaz) sur le taux de conversion de CH₄. Les valeurs obtenues sont très différentes (15 % et 40 %) mais on remarque que l'écart relatif n'est pas du même ordre de grandeur que celui des variations de débit. La conversion s'avère, pour un débit moyen fixé, peu sensible aux variations de débit. La valeur expérimentale du taux de conversion est plus élevée (48%). Nous considérerons cependant, que l'analyse donne des ordres de grandeur satisfaisants compte tenu des hypothèses simplificatrices effectuées.

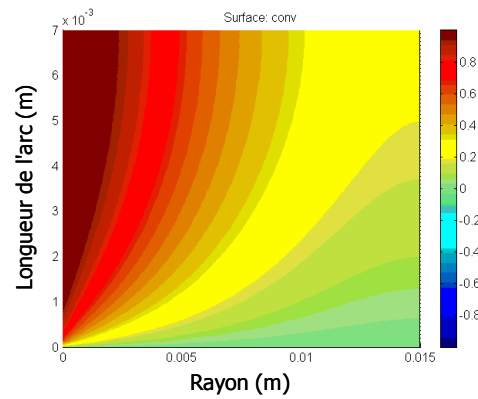


FIG.1. Cartographie du taux de conversion normalisé de CH_4 ($v = 5 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-1}$).

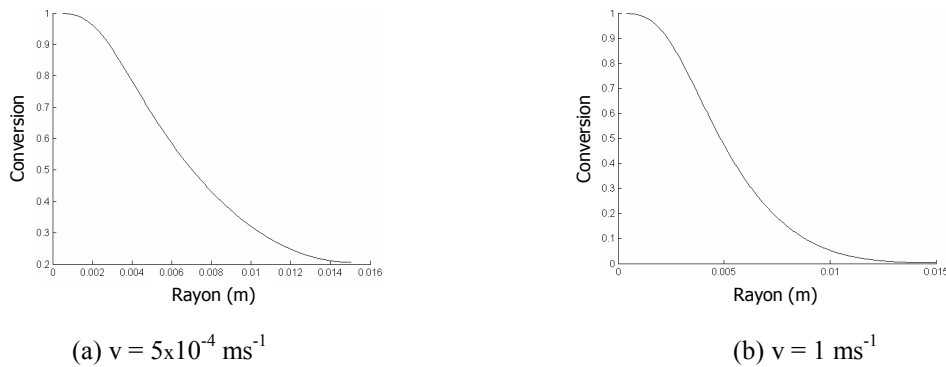


FIG.2. Profil radial du taux de conversion de CH_4

Nous avons adopté une méthode simplifiée pour permettre la quantification des effets produits par les termes de diffusion et de convection en relation avec les mécanismes cinétiques. Les mécanismes de diffusion associés à la cinétique des réactions impliquées jouent un rôle primordial lors de la conversion de molécules sous l'effet d'un champ thermique créé par un cordon de plasma hors équilibre thermodynamique. Ainsi, le rayon effectif de traitement du gaz réactif, CH_4 dans ce cas, est de l'ordre de 9 mm alors que la zone conductrice délimitée par la conductivité électrique a un rayon de l'ordre du dixième de millimètre. Nous pouvons considérer que cette analyse reste valide lorsque le cordon de plasma se déplace dans le gaz à condition que la vitesse relative entre le gaz et le plasma soit suffisamment faible pour conserver une symétrie de révolution du champ de température du centre de la décharge. La généralisation de ces modèles aux dispositifs de type "Glidarc" peut être envisagé.

L'un des points les plus importants est aussi que ce système à plasma non thermique met en jeu des processus chimiques classiques puisque la phase plasma n'intervient que pour créer une zone dans laquelle les températures, qui n'excèdent pas 5000 K, induisent des réactions qui semblent correctement décrites par les mécanismes réactionnels utilisés en combustion.

COMPARAISON DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE DE DEUX TORCHES A PLASMA D'ARC : INCIDENCE SUR LA QUALITE DU DEPOT EN PROJECTION PLASMA DE SUSPENSIONS

R. Etchart-Salas, V. Rat, J.-F. Coudert & P. Fauchais

SPCTS –CNRS UMR 6638, University of Limoges, 123 av. A. Thomas, 87060 Limoges

La projection par plasma d'arc de particules submicroniques est un procédé relativement nouveau qui permet de réaliser des dépôts céramiques finement structurés d'épaisseurs comprises entre 5 et 100 μm . Il consiste à injecter dans le jet de plasma une suspension sous la forme d'un jet de liquide ou de gouttes. La suspension est constituée d'éthanol dans lequel sont dispersées des particules céramiques (7% massique par rapport à la masse d'éthanol) de diamètre allant de 10 nm à 5 μm . Les gouttes de suspensions (300 μm de diamètre) sont fragmentées par le jet de plasma, puis le solvant est évaporé et enfin les particules sont fondues et projetées sur un substrat pour former le dépôt. Le phénomène de fragmentation des gouttes résulte d'une compétition entre la force de traînée du jet de plasma et la force de tension de surface de la goutte qui va conduire à la déformation et la destruction de la goutte initiale. Une analyse des temps caractéristiques [1] montre que cette fragmentation se déroule sur des échelles de temps allant de 0.1-10 μs . C'est pourquoi on peut s'attendre à une influence importante des instabilités du plasma qui se développent sur des échelles de temps allant de la μs à l'heure selon qu'elles sont dues au déplacement du pied d'arc sur la paroi anodique de la torche ou à l'érosion des électrodes.

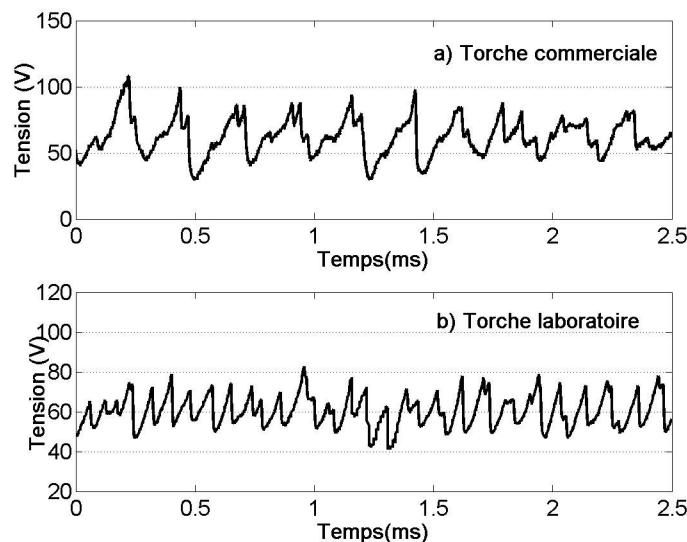


FIG.1. Signaux de tension de deux torches de projection : a) torche commercial, b) torche laboratoire.
Conditions de projection : Ar-H₂(45/15slpm), 500 A, diamètre tuyère 6 mm.

Cette contribution a pour objectif de mettre en évidence expérimentalement l'influence des fluctuations du pied d'arc dans la tuyère sur la fragmentation de la suspension. Un dispositif d'imagerie rapide de la fragmentation de la suspension par le jet de plasma en sortie de tuyère est mis en œuvre (temps d'obturation 10 μs). De plus, la synchronisation de ce dispositif sur un niveau

de tension d'arc donné permet d'observer la fragmentation de la suspension dans des conditions radicalement différentes compte tenu des amplitudes de tension d'arc mesurée (FIG.1). Deux torches de projection ayant des signatures de tension différentes sont comparées (FIG.1). Une analyse d'image par filtrage d'un nombre important de photos permet de mettre en évidence l'influence, sur la déviation du jet de suspension et la dispersion des trajectoire des gouttelettes, de la vitesse d'injection de la suspension, de la composition chimique du gaz plasmagène, du pourcentage massique de poudre dans la suspension ainsi que de la nature du signal de tension de la torche. Cette analyse permet de sélectionner des conditions de dépôts qui sont alors réalisés pour chacune des deux torches.

Références

- [1] P. Fauchais, V. Rat, C. Delbos, J. Fazilleau, J.F. Coudert, T. Chartier and L. Bianchi , IEEE Trans. Plasma Science 33 (416) 2005

**EFFET DE L'EXCITATION ELECTRIQUE
SUR LA PRODUCTION D'ESPECES ACTIVES
DANS UNE DECHARGE « COURONNE ».
APPLICATION A L'ELIMINATION DE COV DANS L'AIR.**

J. Jarrige & P. Vervisch

CORIA, Avenue de l'université, 76801 Saint-Etienne du Rouvray, France

Les plasmas non thermiques sont des milieux gazeux ionisés dont les propriétés physico-chimiques suscitent un intérêt croissant dans de nombreux domaines d'application comme la dépollution d'effluents gazeux, le dépôt de couches minces, le traitement de surfaces, et les sources UV [1], [2]. Ces plasmas ne sont pas à l'équilibre thermodynamique : les électrons ont une énergie cinétique élevée (~1-10 eV), alors que les autres espèces (molécules, radicaux, ions) restent à température ambiante, d'où l'appellation de « plasma froid ». Les décharges électriques dans les gaz permettent de générer facilement de tels milieux. A la pression atmosphérique, le plasma est fortement inhomogène. La décharge est constituée de filaments lumineux très fins (~100 µm) appelés « streamers », qui correspondent à la propagation d'un front d'ionisation entre les électrodes. Les électrons germes présents dans l'air sont accélérés sous l'effet d'un champ électrique intense produit par une impulsion haute tension. Ces électrons gagnent de l'énergie cinétique et entrent en collision avec les molécules du gaz [3],[4]. Les processus d'ionisation, d'excitation et de dissociation résultant des collisions inélastiques mènent à la production d'espèces actives (radicaux, espèces excitées) susceptibles de réagir avec les molécules polluantes présentes dans le gaz. Les impulsions haute-tension appliquées au gaz doivent être courtes afin d'éviter la transition vers le régime d'arc électrique, où une grande partie de l'énergie déposée est convertie en énergie cinétique des espèces lourdes.

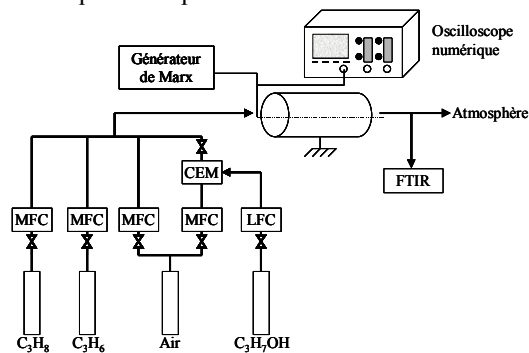


FIG.1. Schéma du dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental est illustré Figure 1. Un flux d'air sec (1 m³/h) chargé en composés organiques volatiles (~100-1000 ppm) est envoyé à travers un réacteur de décharge de configuration fil-cylindre alimenté par des impulsions de tension ultracourtes. Le gaz est analysé en sortie de réacteur à l'aide d'un spectromètre d'absorption Infra-Rouge à Transformée de Fourier (FTIR) permettant l'identification et la quantification des sous-produits de dégradation des COV. Les signaux de courant et de tension sont enregistrés avec un oscilloscope afin de calculer la puissance et l'énergie injectée dans le plasma.

Deux types de générateur sont utilisés : un générateur de Marx développé au laboratoire, délivrant des impulsions de 40 à 80 kV d'amplitude, avec un temps de montée de 4 ns et une durée de 100-200 ns ; et un générateur FID-Technology délivrant des impulsions H.T. de 25 ns. Ces deux types d'alimentation permettent

de comparer l'effet de paramètres caractéristiques de la tension (temps de montée, amplitude et durée des impulsions) sur la destruction des COV et donc sur la production d'espèces actives dans le streamer [5].

L'efficacité du procédé plasma est exprimée en terme de rendement d'élimination DRE (Destruction and Removal Efficiency) :

$$DRE(\%) = 100 \times \left(\frac{[C]_{in} - [C]_{out}}{[C]_{in}} \right) \quad (1)$$

où $[C]_{in}$ et $[C]_{out}$ représentent les concentrations en COV à l'entrée et à la sortie du réacteur.

Les résultats expérimentaux indiquent que les décharges couronnées sont capables d'éliminer un grand nombre de COV de manière efficace. Les coûts énergétiques dépendent de la réactivité des composés avec les espèces actives produites dans l'air, notamment l'oxygène atomique $O(^3P)$ et le radical hydroxyle OH. L'analyse des sous-produits formés permet de comprendre les mécanismes de dégradation.

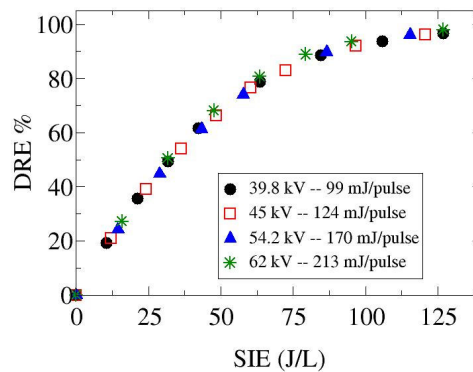


FIG.2. Effet de la tension appliquée sur le rendement d'élimination du propène (C_3H_6).

Les paramètres de l'impulsion H.T. n'ont pas d'effets significatifs sur l'élimination des molécules polluantes ni sur la formation des sous-produits (voir Figure 2). Le seul critère important est la densité d'énergie SIE (Specific Input Energy), i.e. la quantité d'énergie injectée dans le gaz par unité de volume :

$$SIE(J/L) = \frac{P}{Q} \quad (2)$$

où P est la puissance dissipée dans le plasma (en W) et Q le débit d'air dans le réacteur (en $L.s^{-1}$).

Les mécanismes réactionnels ne dépendent donc pas de la valeur du champ électrique externe. La production d'espèces actives est régie par la quantité et la qualité énergétique des électrons, qui sont liées au champ dû à la charge d'espace en tête de streamer.

Références

- [1] U. Kogelschatz, *Plasma Chem. and Plasma Process.* **23** (1) 2003.
- [2] B. M. Penetrante, M. C. Hsiao, J. N. Bardsley, B. T. Merritt, G. E. Vogtlin, A. Kuthi, C. P. Burkhardt, and J. R. Bayless, *Plasma Sources Sci. Technol.* **6**, 1997.
- [3] L. B. Loeb and A. F. Kip, *J. Appl. Phys.* **10**, 1939.
- [4] E. M. Van Veldhuizen, in *Electrical Discharges for Environmental Purposes*, édité par Nova Science Publishers, 2000.
- [5] J. Jarrige and P. Vervisch, *J. Appl. Phys.* **99**, 2006.

MODELE MAGNETOHYDRODYNAMIQUE

D'UN PLASMA D'ARC DE SOUDAGE TIG (TUNGSTEN INERT GAS)

A. Boutaghane¹, K. Bouhadef², S. Pellerin³, F. Valensi³, M. Zergoug¹ & Y. Benkedda⁴

¹Centre de recherche scientifique et technique en soudage, et contrôle, CSC, Alger,
Route de Dely Ibrahim, BP,64, Cheraga, Alger, Algérie, Email : aboutaghane@yahoo.fr

²Université des sciences et de la technologie, Houari Boumediene, USTHB, Alger, Algérie
Email : Kbouhadef@usthb.dz

³Université d'Orléans – LASEP Faculté des Sciences / Site de Bourges Rue Gaston Berger,
BP 4043, 18028 Bourges cedex, France
Email : stephane.pellerin@univ-orleans.fr
Flavien.valensi@univ-orleans.fr

⁴Université Saad Dahleb, Blida, Algérie, Email : y_benkedda@yahoo.fr

Le plasma est décrit comme un mélange de plusieurs espèces dont l'évolution est régie par un système d'équations hydrodynamiques et électromagnétiques auxquelles il est aujourd'hui possible d'associer un modèle de turbulence. Dans le cas d'un plasma d'arc, aux représentations globales de l'arc (modèles 0D) succèdent celles des arcs stabilisés par parois (modèles 1D) puis les modèles 2D ou 3D, éventuellement non stationnaires, capables de décrire les effets de la turbulence, les phénomènes aux électrodes, les écarts à l'équilibre et les interactions plasma-particules.

Le modèle que nous présentons, de l'arc électrique de soudage, considère la génération de la chaleur par effet Joule et les pertes de chaleur par rayonnement et conduction [3][5].

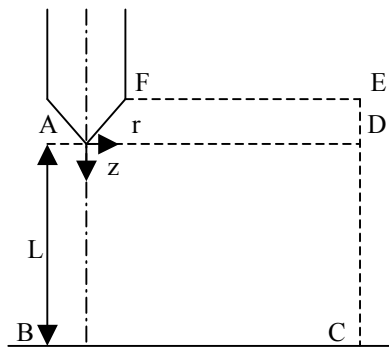


FIG.1. Domaine de calcul.

Grâce à ce modèle nous avons pu étudier l'effet de différents gaz (purs ou en mélanges) actuellement utilisés pour diverses applications de soudage. L'addition à ces gaz d'impuretés à bas potentiels d'ionisation, perturbe de manière significative les propriétés électriques et thermiques du gaz, ce qui influence la distribution radiale de température dans l'arc électrique.

De telles variations influencent la distribution de la densité de courant et finalement se répercutent sur la distribution énergétique au niveau de la pièce soudée. Le résultat se manifeste par

une variation de la profondeur de pénétration [1]. Afin de bien comprendre le processus de soudage sous atmosphère inerte (TIG), nous avons utilisé un modèle d'arc à une dimension, pour analyser la colonne d'arc et la distribution d'énergie sur la pièce soudée, et l'avons appliqué au cas du soudage sous argon. L'évaluation de la température et la distribution du courant dans l'arc de soudage est importante pour bien prévoir et analyser, le transfert thermique, la structure métallurgique, la profondeur de pénétration et, finalement, les contraintes résiduelles et les déformations dans la soudure.

Références

- [1] A.MATSUNAWA, B.ENG, "Arc Characteristics in high pressure argon Atmospheres", Arc physics and Weld pool, 1979.
- [2] D.Lacroix, C.Boudot and G.Jeandel "Spectroscopic studies of GTA welding plasmas. Temperature calculation and dilution measurements" , European Journal of Physics –Applied Physics, 1999, n° 8, p. 61-69.
- [3] J.Haidar "A theoretical model for gas metal arc welding and gas tungsten arc welding.I", Journal of Applied Physics, Vol.84, No.7, 1998.
- [4] S.S.GLICKSTEIN, "Arc modeling for welding analysis", Arc physics and weld pool, 1979.
- [5] C.S.Wu, M.USHIO, M.TANAKA, "Analysis of the TIG welding arc behaviour", computational Materials Science, 7(1997), 308-314.

MARDI 13 MARS

Session T4

ARCS DE RUPTURE

Président de séance : Alain GLEIZES

CARACTERISATION EXPERIMENTALE ET SIMULATION NUMERIQUE D'UN DEFAUT D'ARC INTERNE DANS L'APPAREILLAGE ELECTRIQUE MOYENNE TENSION

F. Gentils¹, D. Rochette² & S. Clain³

¹Schneider Electric SAS, Groupe Coupure et Modélisation, Site 38TEC
37 quai Paul-Louis Merlin, 38050 Grenoble Cedex 9

²Laboratoire Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques (LAEPT)
Université Blaise Pascal - CNRS UMR 6069 - IUT de Montluçon

Avenue Aristide Briand, BP 2235, 03101 Montluçon Cedex

³Laboratoire de Mathématiques pour l'industrie et la Physique, CNRS UMR 5640, Université
Paul Sabatier Toulouse

1. Introduction

Un défaut d'arc interne dans un appareillage électrique est un arc électrique non contrôlé, de très grande énergie, consécutif à un dysfonctionnement. L'arc interne se traduit par des surpressions très fortes, des émissions de gaz brûlants, parfois inflammables ou enflammés, précédées ou accompagnées d'ondes de pression. Le défaut d'arc interne est un phénomène extrêmement rare mais qui peut-être cependant dû à une erreur humaine (une clé oubliée sur les jeux de barres,...), une mauvaise maintenance, mais également à un isolant défectueux, à des conditions d'environnement anormales, etc.

Les cellules moyenne tension (type RMU) doivent répondre à des normes et spécifications qui garantissent la sécurité des personnes et des biens situés en leur voisinage. Dans la pratique, ceci passe par des dispositifs pour éviter, d'une part que l'arc électrique ne provoque l'explosion de l'enveloppe et la destruction de l'installation et de son environnement, et d'autre part un échappement trop violent de gaz chauds en dehors de l'enveloppe.

Les protections pour le matériel et les personnes sont généralement très délicates à réaliser et très onéreuses, car les énergies à absorber sont considérables. Des études du comportement de l'arc et des moyens d'absorber son énergie [1] sont donc nécessaires.

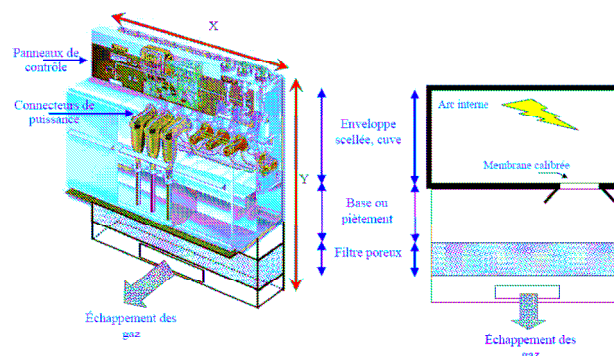


FIG.1. Représentation d'un appareil moyenne tension de type RMU et d'un filtre absorbeur d'énergie.

2. Campagnes expérimentales

Des essais d'arc interne dans des appareils réels ont été réalisés dans les laboratoires de puissance de Schneider Electric. Un arc est initié dans l'appareil, à l'aide d'un fil « fusible » court-circuitant

les différentes phase. Le courant de court-circuit est de 20kA (RMS) appliqué durant 1 seconde. Les effets extérieurs (tenue ou non de l'appareil) et manifestations énergétiques sont observées à l'aide de caméras ultra rapides. Des mesures de pression et de température (thermocouples) sont effectuées. Ces différents tests permettent de différencier les performances de différents absorbeurs d'énergie, donc ceux utilisant les milieux poreux.

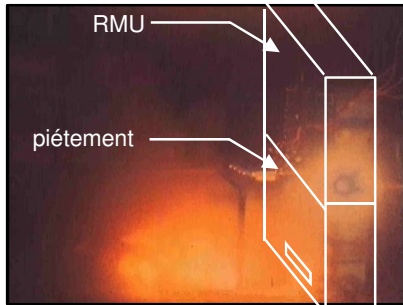


FIG.2. Manifestations maximales lors d'un essai, sans filtre absorbant d'énergie.

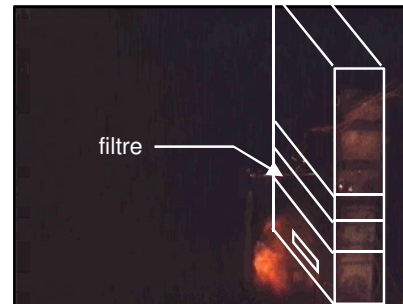


FIG.3. Manifestations maximales lors d'un essai à avec filtre poreux.

3. Simulations numériques

Un modèle hydrodynamique 2D d'écoulement de gaz chauds dans les filtres poreux appliqué à l'arc interne a été développé. Le modèle prend en compte des sauts de porosité [2], y compris les discontinuités, ce qui est le cas notamment à l'interface gaz/milieu poreux. Différentes configurations de filtre ont été testées : les calculs montrent des différences réelles quant aux propriétés de refroidissement des gaz chauds, et d'absorption de l'onde choc initiée par l'arc électrique. Les résultats de simulation [3] comparés aux résultats expérimentaux sont en bon accord.

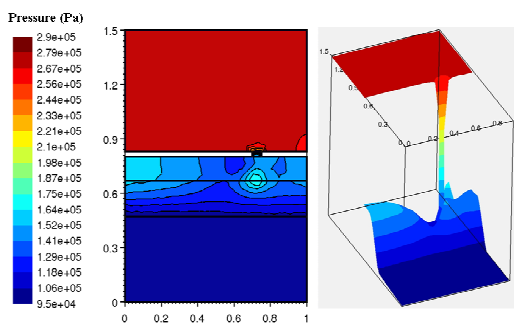


FIG.4. Cartographie de la pression obtenue par simulation numérique

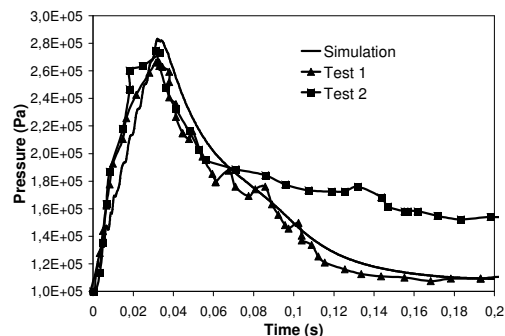


FIG.5. Evolution de la pression maximale dans l'appareil. Comparaison expérience / simulation

4. Références

- [1] F. Gentils, D. Serve, P. Chevallier, *Un filtre innovant pour la protection contre les effets de l'arc interne dans les cellules moyenne tension*, Proceedings de la conférence Matpost, Lyon, France, 2003.
- [2] D. Rochette, S. Clain, *Two-dimensional computation of gas flow in a porous bed characterized by a porosity jump*, Journal of Computational Physics, Volume 219, Issue 1, p. 104-119, 2006.
- [3] D. Rochette, S. Clain, F. Gentils, *Numerical investigations on the pressure wave absorption and the gas cooling interacting in a porous filter, during an internal arc fault in a medium voltage cell*, IEEE Transactions on Power Delivery, 2006.

REGIME DE PRE-ARC EN FORTE SURCHARGE DANS LES FUSIBLES MT. MODELISATION ET COMPARAISON

M. Steeve¹, R. Touzani², D. Rochette¹ & W. Bussière¹

¹Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermique, UMR CNRS 6069, Phys. Bât. 5, UBP,
24 Avenue des Landais, 63177 AUBIERE CEDEX.

²Laboratoire de Mathématiques, Université Blaise Pascal, Campus Universitaire des
Cézeaux, 63177 AUBIERE CEDEX.

Les fusibles étudiés sont de la gamme moyenne tension. Ils sont constitués de quatre éléments principaux : l'élément fusible (généralement en argent, un ou plusieurs éléments en parallèle) muni de sections réduites ou encoches de géométrie contrôlée et enroulé sur un noyau isolant, la cavité de remplissage (enceinte protectrice contre les effets mécaniques et thermiques), la matière de remplissage (sable de silice avec des propriétés morphométriques très contrôlées), et les électrodes.

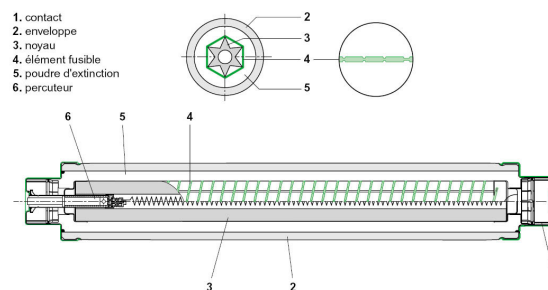


FIG.1. Fusible de type industriel [1].

Durant le fonctionnement du fusible, l'onde de courant présumé du défaut électrique est limitée par le fusible au cours de son fonctionnement pour lequel on distingue les phases de préarc (depuis l'apparition du défaut électrique jusqu'à la création de l'arc électrique) et d'arc (dès la création de l'arc jusqu'au retour à zéro du courant limité).

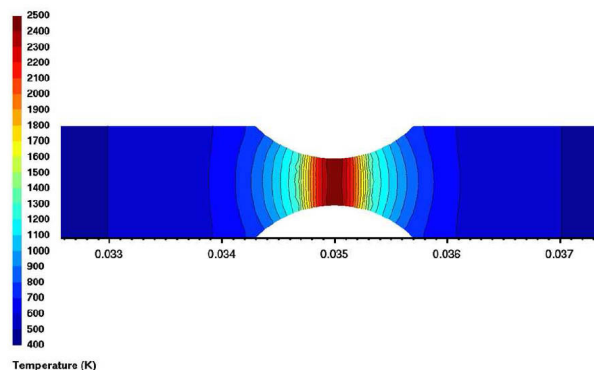


FIG.2. Température dans l'élément fusible en fin de préarc.

Il n'existe que très peu de modèles physiques du régime de pré-arc au cours duquel l'onde de courant présumé implique successivement l'échauffement de l'élément fusible principalement au

niveau des encoches, puis la fusion des fonds d'encoche et la vaporisation du métal. Le plasma ainsi créé interagit par la suite avec la matière remplissage présente sous forme dispersée.

Pour modéliser le régime de pré-arc dans les fusibles MT, nous supposons que les transferts thermiques entre l'élément fusible et le milieu poreux sont négligeables dans le cas considéré des fortes surcharges. Pour représenter l'échauffement de l'élément fusible par effet Joule, nous utilisons un modèle à deux dimensions couplant l'aspect électrique et thermique du phénomène. Le modèle électrique est basé sur la résolution de l'équation de Laplace pour le potentiel et le modèle thermique est basé sur l'équation de la chaleur écrite sous forme enthalpique afin de prendre en compte les changements de phase de l'élément fusible. Pour obtenir une approximation numérique du champ de température et des densités de courant, nous utilisons la méthode des éléments finis, pour une discrétisation spatiale et un schéma semi-implicite de Chernoff pour l'intégration en temps.

Cette étude a pour but de présenter le modèle réalisé pour le pré-arc, dans le cas d'une forte surcharge, et pour différents cas définis en fonction des paramètres industriels (facteur de puissance, angle d'enclenchement, géométrie de l'élément fusible,...). Les premières simulations seront comparées avec les mesures.

Références

- [1] O. Bouilliez, J.C. Perez-Quesada, Conception et utilisation de fusibles limiteurs MT, *Cahier Technique* n°128, Ed. Schneider Electric, Collection Technique, Novembre 2002.

METHODES DE DIAGNOSTICS MAGNETIQUES APPLIQUEES A L'ETUDE DE LA COMMUTATION D'UN ARC ELECTRIQUE.

F. Gary¹, D.Cajal¹, J.P. Toumazet¹, C.Brdys¹, A.Laurent¹ & C.Arnoux²

¹Laboratoire d'Electrotechnique de Montluçon, Avenue A. BRIAND, BP 2235, 03101
Montluçon,

²Schneider Electric Industries, I2EA \ Coupure & Modélisation
37 Quai Paul-Louis Merlin 38050 Grenoble cedex 9.

La connaissance de la dynamique d'un arc électrique et de la répartition du courant avant, pendant et après la commutation est importante pour interpréter le fonctionnement d'un disjoncteur. Notamment, ces informations sont indispensables quand il s'agit de diminuer le temps de présence du courant sur les contacts et de mieux limiter le courant crête de court-circuit.

Le Laboratoire d'Électrotechnique de Montluçon (LEM) développe des moyens de diagnostics à partir de mesures de champ magnétique réalisées à l'extérieur du boîtier [1]. On peut caractériser la dynamique d'un arc électrique ainsi que la distribution spatiale et temporelle du courant dans l'arc naissant entre les contacts jusqu'à son extinction dans un disjoncteur basse tension.

Dans le cadre d'une collaboration avec la société Schneider Electric, des études ont permis de mettre en œuvre conjointement deux méthodes développées au LEM: la méthode inverse [2] et la méthode de déconvolution [3] [4]. Ces deux méthodes utilisent des mesures d'induction magnétique issues de capteurs à effet Hall.

L'objectif de la méthode inverse consiste à déterminer, à chaque instant et avec un nombre réduit de capteurs, la position et la forme de l'arc comme une fonction inverse du courant qui le traverse et des inductions mesurées en différents points à l'extérieur de l'arc.

Cette méthode numérique, repose sur deux hypothèses fondamentales :

- l'ensemble du circuit de coupure est assimilé à une succession de segments de courant rectilignes et filiformes, le nombre de segments pouvant varier de 1 à 4.
- le modèle est à deux dimensions, l'arc se déplace dans le plan des électrodes.

La méthode de déconvolution permet d'obtenir la densité de courant dans un arc assimilé à un ensemble d'éléments de courant selon la direction de son déplacement, grâce à des mesures de l'induction magnétique réalisées par des capteurs à effet Hall placés des deux côtés de ces éléments de courant. Les capteurs sont distants de 0,85 mm les uns des autres, cette distance donne la résolution spatiale des filets de courant. L'arc est supposé se répartir latéralement sur le contact. On prend donc comme épaisseur de ces volumes élémentaires celle du contact mobile, soit 3 mm.

Au moment de la commutation, le modèle retenu présente des filets de courant en série. L'avantage de cette configuration est qu'elle autorise, par exemple dans le cas d'un arc non vertical, une représentation par des filets T1 et T2 décalés (Fig.1).

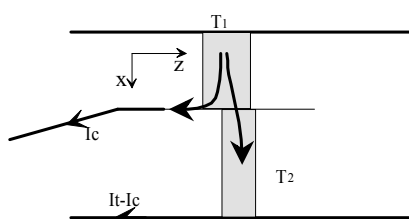


FIG.1. Modèle à deux nappes simultanées en série.

La technique de déconvolution retenue pour la résolution du système, repose sur la minimisation d'une fonction dépendant des inconnues. Le principe consiste à minimiser l'erreur quadratique moyenne auquel on rajoute une contrainte. La fonction de pondération de cette contrainte fait apparaître un hyper paramètre α qui doit être adapté à chaque point.

Les résultats obtenus permettent de constater une bonne adéquation entre les deux moyens de diagnostic. Avant la commutation, quand il existe un seul filet de courant pour la méthode de déconvolution, la méthode inverse utilise un segment pour représenter la ligne moyenne du courant dans l'arc.

A partir du début de la commutation, la méthode de déconvolution restitue bien l'évolution des deux courants (courant contact et courant commuté) aussi bien en intensité qu'en volume occupé. Elle permet de suivre le transfert de courant entre les deux filets. La méthode inverse utilise alors un modèle à deux segments pour donner la position de la ligne moyenne.

Pour un arc plutôt concentré, c'est-à-dire avant la commutation, la méthode inverse donne une position précise de l'arc. Après la commutation, l'inclinaison apparente de l'arc indiquée par la méthode inverse, correspond à un mode diffus de l'arc confirmé et caractérisé par les résultats de la méthode de déconvolution.

Les deux méthodes couplées enrichissent mutuellement le diagnostic final. La méthode inverse permet de localiser la position moyenne et la valeur de l'intensité des filets de courant et la méthode de déconvolution donne une précision sur le volume occupé et la répartition du courant à l'intérieur de ces filets.

Références

- [1] A study of the various phases of the break in a low voltage circuit breaker thanks to the magnetic camera, D.Cajal, A. Laurent, F. Gary, M. Mercier, S. Servant, *J.Physics D : Applied Physics*, **Vol. 32**, pp. 1130- 1135, 1999.
- [2] Mesure d'induction magnétique : Application à l'étude d'un arc électrique de coupure par une méthode inverse. J.P. Toumazet, C. Brdys, G. Velleaud & A. Laurent. *Congrès général de la Société Française de Physique*, juin 1999, Clermont-Ferrand.
- [3] Influence of contact materials on the current transfer thanks to the current distribution measurement in a low-voltage breaking device by means of a magnetic diagnostics, D. Cajal, J.P. Toumazet, F. Gary, E. Debellut, C. Brdys, A. Laurent (Laboratoire d'Electrotechnique de Montluçon), C Arnoux, L. Moreau (Schneider Electric SA). *Proc. 50th IEEE Holm Conf. On Electrical Contacts, 22th Int. Conf. On Electrical Contacts (ICEC)*, Seattle, p. 347 - 354, 20 - 23 septembre 2004.
- [4] Développement d'une méthode non intrusive permettant la mesure de la densité de courant d'un arc électrique de coupure, D. Cajal, E. Debellut, F. Gary, J.P.Toumazet, A. Laurent, *Colloque sur les arcs électriques, GREMI Orléans*, p. 239-248, 14 et 15 mars 2005.

ETUDE D'UN ARC ELECTRIQUE TRANSITOIRE BASSE TENSION CREE LORS DE LA SEPARATION DE DEUX CONTACTS METALLIQUES

S.S. Ciobanu¹, D. Hong¹, J.-M. Bauchire¹ & F. Gentils²

¹GREMI, UMR 6606 CNRS Université d'Orléans
BP 6744, 14 rue d'Issoudun, 45067 Orléans Cedex 2

²Schneider Electric SAS, Groupe Coupure et Modélisation, Site 38TEC
37 quai Paul-Louis Merlin, 38050 Grenoble Cedex 9

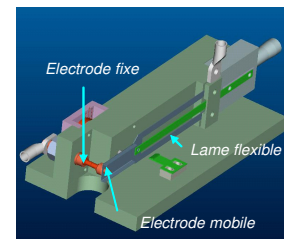
1. Introduction.

Dans un appareil de coupure, un arc électrique est inévitablement créé à l'ouverture des contacts. Cet arc très utile pour évacuer l'énergie emmagasinée dans le réseau doit néanmoins s'éteindre le plus rapidement possible. L'évolution temporelle d'un tel arc est fortement conditionnée par sa phase initiale. Cette dernière est très peu étudiée à cause des petites dimensions caractéristiques du phénomène, de sa non-reproductibilité, de son inhomogénéité, des projections métalliques issues des électrodes, de la faible intensité lumineuse, de la variation rapide du phénomène, etc.

Suite à une étude effectuée récemment par Gentils et al. [1], nous avons initié une étude de base sur une maquette simplifiée dans l'objectif d'étudier un arc de fort courant, de faible dimension et de courte durée de vie créé par l'ouverture de contacts.

2. Maquette.

Une maquette relativement simple a été utilisée pour cette étude (figure ci-contre). Les électrodes de forme cylindrique ont un diamètre de 3 mm et sont en cuivre ou en AgSnO₂. Leurs extrémités sont initialement de forme conique. Un système électro-mécanique ouvre, sur commande, le contact préalablement maintenu fermé par une lame flexible.



L'impulsion du courant est générée grâce à la décharge, en régime apériodique, d'un banc de condensateurs d'une capacité totale de 110 mF et chargé initialement à une tension supérieure à 30 V. Le courant de la décharge a été mesuré à l'aide d'un transformateur de courant qui, par son principe de fonctionnement, est limité à basses fréquences. Il peut atteindre 1,3-1,4 kA avec un taux de montée de l'ordre de 13-15 A/ μ s.

A cause de leurs séparations répétées, les électrodes s'usent fortement. Nous avons constaté une érosion beaucoup plus forte de l'anode (l'électrode mobile) par rapport à la cathode (l'électrode fixe). On a constaté visuellement, d'une part, la netteté de la surface de la cathode et sa couleur noirâtre et d'autre part l'usure beaucoup plus importante de l'anode ainsi que l'existence de sortes d'épines (de longueur de l'ordre de 1 mm et de diamètre de l'ordre de 20-40 μ m) sur la surface de celle-ci. Ces aspérités proviennent de la solidification des ponts métalliques fondus non évaporés.

3. Mesures électriques, optiques et spectroscopiques

L'ouverture par le système électro-mécanique a un jitter de plusieurs dizaines de microsecondes, la valeur du courant à l'instant de l'amorçage est donc très différente d'un tir à l'autre. Il est par conséquent nécessaire de prendre un maximum de précaution lorsque les données provenant de tirs différents doivent être comparées. C'est la raison pour laquelle nous avons fait simultanément, et à chaque tir, des mesures électriques, optiques et spectroscopiques, avec résolution temporelle. La figure 1 donne les mesures simultanées de la tension, du courant et de la lumière. Le spectre résolu en temps de la figure 2 a été mesuré 600 μ s après la séparation des contacts (voir aussi figure 1), avec un spectromètre Acton 750 équipé d'un réseau 1200t/mm. Les raies CuI

510.5 et 515.3 nm ont été utilisées pour déterminer la température à l'aide du diagramme de Boltzmann. La densité d'électrons a été déterminée en utilisant l'élargissement Stark de la raie de CuI à 515,3 nm. La connaissance de la densité électronique permet de déterminer la température en utilisant la loi de Saha avec la raie CuI 515.3 nm et le groupe des raies CuII autour de 508.9 nm.

Pour obtenir simultanément un plus grand nombre de raies résolues, nous avons utilisé un spectromètre à réseau échelle (Mechelle 500, Andor Technology) de très large bande spectrale – plus de 600 nm – avec une résolution de plus de 4000.

L'état des électrodes est un paramètre important qui doit être pris en compte dans ce type d'étude. Considérons le cas pour lequel les deux électrodes sont neuves. La figure 3 montre qu'il y a un pic important de lumière émise à l'ouverture des contacts et le spectre mesuré à cet instant est un fort continuum avec la raie 510.5 nm en absorption (figure 4). C'est un rayonnement émis par un cœur chaud et dense du plasma et il est absorbé par un plasma moins chaud qui l'entoure.

Par ailleurs, l'évolution temporelle de certaines raies atomiques et ioniques a été mesurée en utilisant un monochromateur couplé à un tube photomultiplicateur.

4. Commentaires sur les hypothèses faites

Les valeurs de la température ont été déterminées en faisant l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local. Avec les valeurs de la température et de la densité d'électrons que nous avons obtenues, les critères de Griem pour l'existence de l'ETL semblent être satisfaits. En fait, ces critères demandent une densité électronique supérieure à $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, un temps caractéristique de l'évolution de l'arc supérieur à 1 ns et une dimension caractéristique de l'arc supérieure à 10 μm . Cependant, la mesure a été faite en intégrant spatialement la décharge qui ne doit pas être homogène, notamment dans les premières microsecondes.

Référence

[1] F. Gentils, S. Dye, A. Caillard, D. Giraud and S. Martins, Proc. XV Intl. Conf. on Gas Discharges and their Applications, 2004

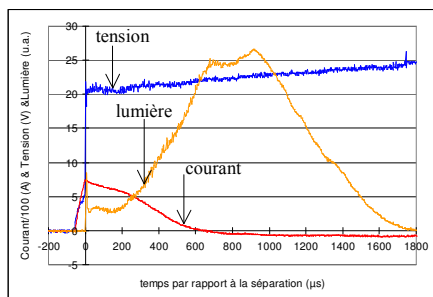


FIG.1. Evolutions de la tension, du courant et de la lumière de l'arc pour des électrodes anciennes.

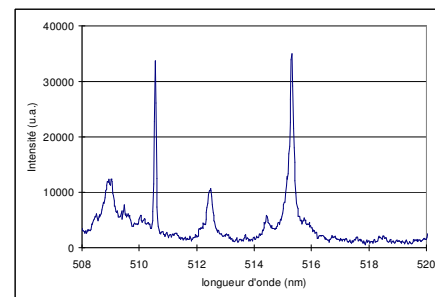


FIG.2. Spectre de l'arc à 600 μs après la séparation des contacts.

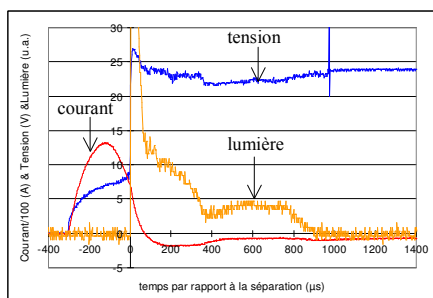


FIG.3. Evolutions de la tension, du courant et de la lumière émise par l'arc pour des électrodes neuves.

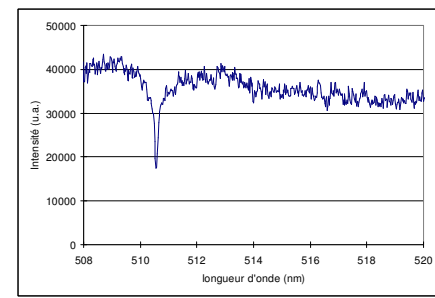


FIG.4. Spectres de l'arc dans les premières μs après la séparation des contacts neuves.

DIAGNOSTIC MAGNÉTIQUE APPLIQUÉ A L'ÉTUDE PARAMÉTRIQUE DES CRITÈRES DE PERFORMANCES D'UN DISJONCTEUR BASSE TENSION

J.-P. Toumazet¹, C. Brdys¹, D. Cajal¹, F. Gary¹, A. Laurent¹ & J.-L. Ponthenier²

¹Laboratoire d'Électrotechnique de Montluçon (LEM), Avenue A. BRIAND
BP 2235 - 03101 Montluçon cedex

²Schneider Electric Industries, I2EA \ Coupure & Modélisation
37 Quai Paul-Louis Merlin 38050 Grenoble cedex 9.

Les disjoncteurs basse tension présents sur le marché sont le fruit de plusieurs dizaines d'années de recherche et de développement. Les améliorations successives qui ont pu leur être apportées ont donc conduit à une structure assez complexe : il devient désormais capital d'identifier l'influence de chacun des éléments du disjoncteur sur la qualité de la coupure. Ce travail est d'autant plus difficile à réaliser que l'influence d'un élément dépend également des conditions d'utilisation, tel que le courant de coupure ou la présence d'autres éléments destinés eux aussi à améliorer le pouvoir de coupure du disjoncteur. La seule façon efficace de résoudre ce problème consiste alors à se ramener à une configuration de disjoncteur la plus simple possible, et de tester l'influence individuelle de chaque élément.

La maquette de disjoncteur sur laquelle cette étude a été réalisée, a été conçue par le centre de recherche de Schneider Electric Industries à Grenoble. Ce prototype a ensuite été mis à disposition du Laboratoire d'Électrotechnique de Montluçon dans le cadre d'un contrat industriel. Une part des résultats obtenus dans le cadre de ce contrat ont un caractère confidentiel : seule une partie de l'étude réalisée sera donc présentée ici. La configuration géométrique utilisée pour cette étude est présentée sur la figure 1

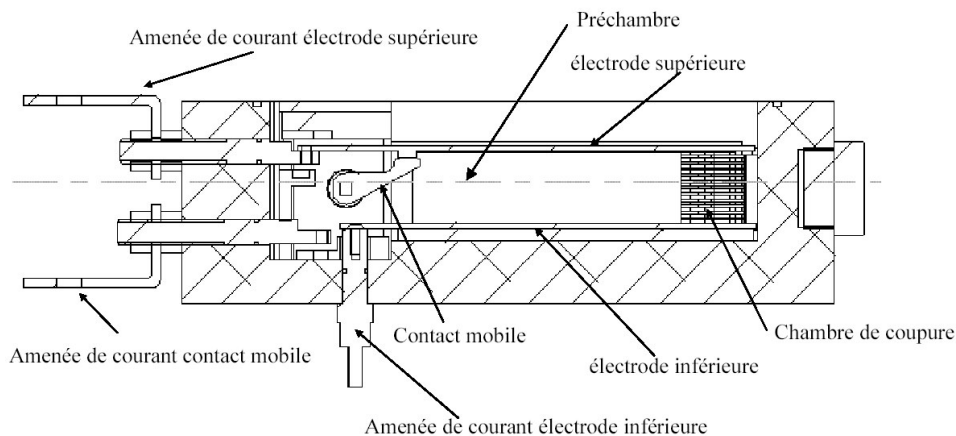


FIG.1. Maquette de disjoncteur utilisée pour cette étude.

L'étude présentée porte sur l'influence de la présence d'une chambre de coupure, des dimensions du disjoncteur (longueur de la préchambre, volume dans lequel l'arc va évoluer), ainsi que des polarités de connexion.

Pour chaque essai réalisé, deux types de grandeurs sont analysées :

- les grandeurs électriques, déduites des mesures globales réalisées à l'extérieur du dispositif : valeur maximale du courant d'arc I_{max} (A), valeur maximale de la tension d'arc

U_{max} (V), valeur de l'énergie dissipée durant la coupure E (kJ), valeur de la contrainte thermique CT (kA^2s).

- les grandeurs liées à la dynamique de l'arc. Elles sont obtenues en mettant en œuvre la méthode inverse développée au Laboratoire [1], [2], [3]. Le principe de cette méthode consiste à inverser la loi de Biot et Savart, qui donne la valeur de l'induction créée en un point quelconque par un élément de courant dont on connaît les coordonnées. On pourra donc déterminer, à chaque instant, la position et la forme de l'arc, comme une fonction inverse du courant qui le traverse et des inductions mesurées en différents points à l'extérieur de l'arc.

Ce moyen de diagnostic permet de retrouver les formes et les positions de l'arc assimilé à une succession de segments de courants dont le nombre est ajustable en fonction du nombre d'informations disponibles, c'est à dire du nombre de capteurs. Pour simplifier la mise en œuvre de cette méthode, le nombre de capteurs est volontairement réduit et la représentation de l'arc se fait avec 1 à 3 segments.

Les résultats obtenus ici seront résumés par deux paramètres, le nombre de reclaquages NR , et la vitesse moyenne de déplacement de l'arc V_m ($m.s^{-1}$).

Une analyse systématique permet ensuite de déterminer les configurations permettant de garantir une qualité de coupure optimale.

Références

- [1] Mesure d'induction magnétique : Application à l'étude d'un arc électrique de coupure par une méthode inverse. J.P. Toumazet, C. Brdys, G. Velleaud & A. Laurent. *Congrès général de la Société Française de Physique*, juin 1999, Clermont-Ferrand.
- [2] Vers une meilleure connaissance de l'arc : mesures optiques et magnétiques associées. J.P. Toumazet, C. Brdys, E. Debellut, J.-L. Ponthenier. *Électrotechnique du Futur 2001*, novembre 2001, Nancy.
- [3] Combines use of an inverse method and of a voltage measurement. Estimation of the arc column volume and of its variations. J.P. Toumazet, C. Brdys, A. Laurent, J.L. Ponthenier*. * *Direction Recherche et Développement, Groupe Coupure, Schneider Electric. Measurement Science and Technology*, Vol. 16, 1525 - 1533, 2005.

A SPECTRALLY CORRELATED MODEL TO PREDICT RADIATIVE TRANSFER IN LV CIRCUIT BREAKERS

N. Kahhali^{1,2,*}, J.-Y. Battandier¹, J.-P. Gonnet¹, Ph. Rivière² & A. Soufiani²

¹ *Schneider Industries – Direction scientifique et technologique – I2EA / Groupe coupure et modélisation – Site 38 TEC Bâtiment T3, 37 quai Paul-Louis Merlin, 38000 Grenoble*

² *Laboratoire EM2C, UPR 288 CNRS, Ecole Centrale Paris, 92295 Châtenay-Malabry cedex, France*

* *Nicolas.Kahhali@em2c.ecp.fr*

Air plasma presents very complex radiative properties. The absorption coefficient is described by spectra depending on chemical composition, pressure and temperature field and include several bound-bound and bound-free mechanisms. In coupled calculations inside complex geometries, it is impossible to solve the radiative transfer equation at a high spectral resolution. The aim of this work is to develop and check the accuracy of simplified radiative transfer models, both for the geometrical and spectral aspects of the prediction of the radiative transfer. The air plasma is considered to be at local thermodynamic and chemical equilibrium and radiative properties may thus be simply tabulated as a function of temperature and, if required the pressure. Concerning spectral aspect, molecular and atomic spectroscopic data for air plasma radiative properties were developed in previous studies [1] [2]. From these spectroscopic data, simplified models such as the Mixture Absorption Distribution Function model (MADF) have been introduced by Rivière *et al.* [3] and by Deron *et al.* [4] in order to speed up the spectral integration of radiative transfer. In these models, the plasma mixture is divided into three fictitious species having each one a spectrum characterized by temperature scaling behavior. For each fictitious species, and temperature, the absorption coefficient is re-ordered by increasing values and its domain of variations is sub-divided logarithmically into a few values. The resulting model is similar to weighted sum odd grey gases and requires the solution of a few hundreds radiative transfer equations (RTE) which still remains time consuming. In the present work, the MADF model has been optimized and the number of RTE's to be solved is reduced to 36. In this optimization only two fictitious species have been retained (ionic and atomic spectra have been gathered) and the parameters of the MADF-36 model has been determined from adjustments of partial emissivities and absorptivities. Results from original and optimized MADF models will be compared in this paper.

Concerning the geometrical part, radiative transfer equation is solved by using the P1 method. The P1 model presents the advantage to be easy to implement in very complex industrial geometries using classical numerical methods for partial differential equations. The accuracy of this method applied to air plasmas in simple 2D geometries has been studied in a previous work [5]. Some significant results will be recalled in the context of application to low voltage circuit breakers.

The resulting P1-MADF-36 model has been implemented as a finite element program in internal code and will allow the study of coupled aerodynamic, electromagnetic and radiative effects during the extension of the arc, and the sensitivity to radiative transfer modeling.

References

- [1] Chauveau S., Perrin M.-Y., Rivière Ph., Soufiani A., *Contribution of the atomic, molecular, electronic systems to heated air radiation*, J.Q.S.R.T. **72**, pp503-530, 2002
- [2] Chauveau S., Deron C., Perrin M.-Y., Rivière Ph., Soufiani A., *Radiative transfer in LTE air plasmas for temperature up to 15,000 K*, J.Q.S.R.T. **77**, pp113-130, 2003

- [3] Rivière Ph., Perrin M.-Y., Soufiani A., Riad H., Gleizes A., *Air-mixture radiative property modelling in the temperature range 10,000-40,000K*, J.Q.S.R.T. **56**, pp29-45, 1996
- [4] Deron C., Rivière Ph., Perrin M.-Y., Soufiani A., *Modeling radiative properties of LTE air atmospheric plasmas*, Proceedings of 15th International Conference on Gas Discharges and their Applications **1**, pp145-148, 2004
- [5] Kahhali N., Rivière Ph., Soufiani A., *Hability of the P1 method to predict radiative transfer under thermal plasma conditions*, Proceedings of Eurotherm 78 – Computational thermal radiation in participating media II, April 2006, Poitiers, France

Session T5

THEORIE ET MODELISATION

Président de séance : Jean-Marc BAUCHIRE

COEFFICIENTS DE DIFFUSION COMBINES À LA PRESSION ATMOSPHERIQUE POUR DES MELANGES Ar/N₂, Ar/O₂ ET Ar/H₂

Y. Cressault, Ph. Teulet & A. Gleizes

*LAPLACE, UMR CNRS 5213, Université Paul Sabatier Toulouse 3,
118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France*

La plupart des procédés plasmas utilisés dans l'industrie font intervenir des mélanges de plus en plus complexes à base d'hexafluorure de soufre, de fluorures de carbone, de dioxyde de carbone, d'azote, d'argon ou d'hydrogène, avec ou sans vapeur métallique. Le développement et l'utilisation de ces procédés plasmas prennent de plus en plus d'importance et les difficultés expérimentales rencontrées pour les étudier ont eu pour conséquence d'augmenter considérablement le nombre d'études par modélisations numériques.

Dans la plupart des modèles numériques développés pour les plasmas thermiques, la diffusion était supposée négligeable devant la diffusion turbulente dans les équations de conservation. Murphy a montré en étudiant la démixtion dans les gaz ionisés que cette approximation n'était pas toujours valable [1]. En effet, pour certaines applications spécifiques, la production de vapeurs organiques issues de l'érosion des parois vient alorsensemencer le plasma et se mélanger au gaz initial, modifiant ainsi la composition du plasma, son comportement, et mettant ainsi en doute l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local. Le rôle de la diffusion est alors de rétablir l'homogénéité du milieu par des courants de diffusion produits par les gradients de concentration, de température, de pression, ou éventuellement, par des forces extérieures. Il devient alors incontournable de considérer dans les modèles numériques la diffusion des espèces et tout particulièrement la diffusion de chaque type de gaz dans le mélange.

La manière la plus classique de traiter les phénomènes de diffusion consiste à séparer chaque espèce particulière contenue dans le mélange. On parle alors de coefficients de diffusion ordinaires. Malheureusement, ces coefficients posent un problème majeur aux modélisateurs puisqu'ils sont en nombre trop important. Il devient très difficile voire impossible de les prendre en compte dans un modèle.

Plusieurs auteurs ont donc tenté de simplifier le problème en introduisant des coefficients de diffusion particuliers permettant de décrire simplement la diffusion dans un mélange. Parmi les différentes approximations ou combinaisons de coefficients de diffusion [2,3], Murphy a notamment développé un concept intéressant qui consiste en une combinaison de flux de diffusion permettant d'obtenir un seul coefficient de diffusion global appelé « coefficient de diffusion combiné » propre à chaque type de gaz d'un mélange [4-6]. Cette méthode présente l'avantage d'être indépendante du nombre d'espèces chimiques et de ne dépendre que des constituants élémentaires présents dans le plasma. Toutefois, cette méthode ne s'applique qu'aux mélanges binaires, pour des gaz homonucléaires et non réactifs, supposés établis dans un milieu à l'ETL.

Les travaux présentés ici sont consacrés à la diffusion dans des mélanges Ar/N₂, Ar/O₂ et Ar/H₂, pour la pression atmosphérique. Après avoir rappelé brièvement la méthode permettant d'obtenir les coefficients de diffusion combinés, nous discuterons des coefficients de diffusion combinés ordinaires obtenus pour différentes concentrations dont deux exemples sont présentés figures 1 et 2.

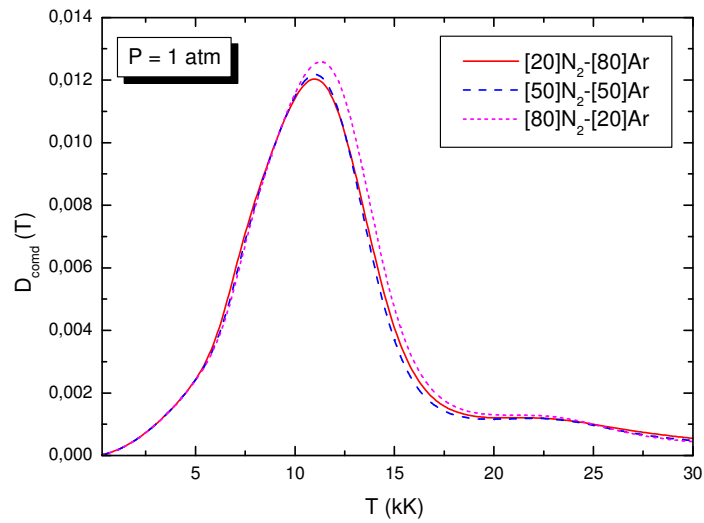


FIG.1. Coefficient de diffusion combiné pour un mélange Ar/N₂.

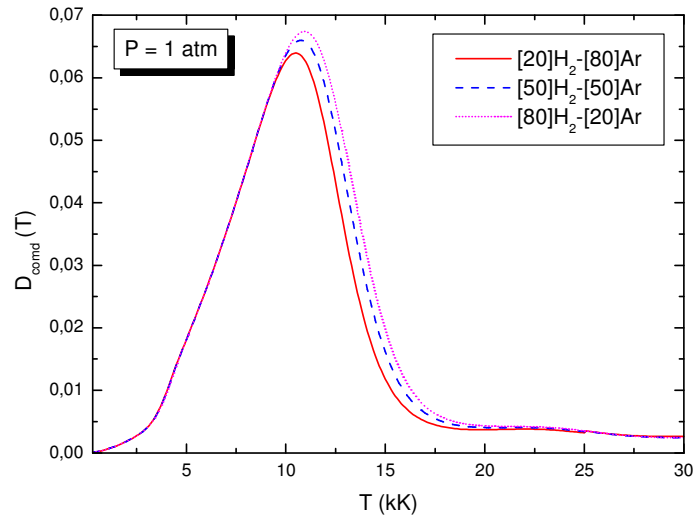


FIG.2. Coefficient de diffusion combiné pour un mélange Ar/H₂.

Références

- [1] A.B. Murphy, *Phys. Rev E* **55** 1997
- [2] L. Gu, A.E. Arntsberg, J.A. Bakken, *10th ISPC Bochum Germany* **1** 1991
- [3] J.H. Park, S.H. Hong, *I.E.E.E. Trans. Plasma Sci.* **23** 1995
- [4] A.B. Murphy, *Phys. Rev. E* **48** 1993
- [5] A.B. Murphy, *J. Chem. Phys.* **99** 1993
- [6] A.B. Murphy, *Phys. Rev. Lett.* **73** 1994

CORRECTION DU VIRIEL : APPLICATION A L'EAU

B. Sourd¹, P. André², J. Aubreton¹, M.F. Elchinger¹ & J.M. Vinson³

¹ SPCTS UMR-CNRS 6638 123 Avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex

² LAEPT UMR-CNRS 6069 24 Avenue des Landais, 63177 Aubière Cedex

³ CEA Cadarache, DTN/STPA/LPC, Bâtiment 108, 13108 St Paul lez Durance

Nous avons créé une banque de données permettant de calculer la composition de l'eau dans le cadre de l'équilibre thermodynamique. Nous avons retenu 9 espèces gazeuses (2 espèces atomiques : H, O ; 3 espèces diatomiques : H₂, O₂, OH ; 4 espèces polyatomiques : H₂O, HO₂, H₂O₂ et O₃) et 2 espèces liquides (H₂O et H₂O₂).

La composition est calculée classiquement par minimisation de l'enthalpie libre (G). Cependant la molécule d'eau est polaire ce qui entraîne des interactions attractives à longue distance beaucoup plus fortes que pour d'autres gaz (par exemple N₂, O₂, ...). En effet, cette interaction est décrite par un potentiel en 1/r³ : potentiel à longue portée par rapport, par exemple, à un Lennard Jones classique en 1/r⁶. Le moment électrique dipolaire permanent de l'eau est $\mu_D = 1.8546 \text{ D} = 6.1863 \text{ C.m}$ [1].

Plutôt que de suivre la formulation de van der Waals, nous avons préféré choisir un développement en série en fonction de p. Pour la plage de pression qui nous intéresse dans cette étude (p < 10 bar), nous prenons en compte que le premier coefficient du viriel c'est-à-dire que nous faisons l'hypothèse que toutes les interactions sont binaires et nous avons choisi l'équation d'état suivante :

$$p\tilde{V} = RT + Bp$$

Les grandeurs thermodynamiques sont affectées par ce coefficient et nous allons écrire par exemple pour l'enthalpie :

$$H = H^{\text{sp}} + H^{\text{R}}$$

où H^{sp} et H^R sont respectivement l'enthalpie du gaz considéré comme parfait et l'enthalpie résiduelle liée à la correction du viriel.

Comme nos systèmes chimiques sont à pression et à température constantes, nous nous intéressons plus particulièrement à H, S et G (mais pas à l'énergie interne). Pour un fluide, nous avons :

$$dH = C_p dT + \left[V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right] dp$$

$$dS = C_p \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp$$

Ce qui conduit, pour l'enthalpie, l'entropie et l'enthalpie libre résiduelles, à :

$$H^{\text{R}} = \left(B - T \frac{dB}{dT} \right) p$$

$$S^{\text{R}} = - \frac{dB}{dT} p$$

$$G^{\text{R}} = H^{\text{R}} - TS^{\text{R}} = Bp$$

Une première approche de calcul de la composition (le gaz étant considéré comme parfait) nous a montré que la seule espèce gazeuse présente à basse température est la molécule d'H₂O. Rappelons que la température de Boyle (T_B) de l'eau est de 1519 K [2], à cette température la correction du viriel est nulle.

Nous partons du modèle de Abdulagatov [2] qui écrit :

$$B(T) = (T_B^2 / T^2) [c_2 \{ \exp(-\beta / kT_B) - 1 \} + c_1 \{ \exp(T_C / T_B) - 1 \}] - [c_2 \{ \exp(-\beta / kT) - 1 \} + c_1 \{ \exp(T_C / T) - 1 \}]$$

où $c_1 = 4,431 \text{ cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$, $c_2 = 17,781 \text{ cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$. $T_C = 1594 \text{ K}$ et $\beta/k = 8226 \text{ K}$.

Puis nous avons calculé dB/dT par dérivation de la relation précédente et obtenu :

$$\frac{dB}{dT} = -2T_B^2 \left[c_2 \left\{ \exp\left(-\frac{\beta}{kT_B}\right) - 1 \right\} + c_1 \left\{ \exp\left(\frac{T_C}{T_B}\right) - 1 \right\} \right] / T^3 - \left[c_2 \beta \exp\left(-\frac{\beta}{kT}\right) / (kT_B^2) - c_1 T_C \exp\left(\frac{T_C}{T}\right) / T^2 \right]$$

Pour tester la validité de cette approche nous avons comparé dans le tableau 1 nos résultats, pour B - dB/dT = - ϕ_0 (pratiquement le coefficient de Joule-Thomson), déterminés à partir des relations ci-dessus avec ceux de Abdulagatov [2] et de McGlashan [3]

T(K)	333.21	353.10	373.46	393.36	413.19
- ϕ_0 [2]	3787	2759	2149	1730	1424
- ϕ_0 [3]	3842	2765	2110	1719	1464
- ϕ_0 (nous)	3633	2735	2115	1690	1382

TAB.1. Valeurs du coefficient de Joule-Thomson.

Les résultats sont en bon accord jusqu'à 420 K et nous avons vérifié que cette hypothèse reste valable pour des températures supérieures.

Nous aurons le plaisir de présenter les résultats obtenus pour la composition ainsi que les propriétés thermodynamiques afférentes lors de la cession poster du CAE 2007.

Références

- [1] Y. Itikawa & N. Mason, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **34** (1) 2005
 [2] A. I. Abdulagatov, A.B. Kaplun, A.B. Meshalkin, I.M. Abdulagatov & G.V. Stepanov, *J. Chem. Thermodynamics*, **34** (2049) 2002
 [3] M.L. McGlashan & C.J. Wormald, *J. Chem. Thermodynamics*, **32** (1489) 2000

MODELISATION DES RESONANCES ACOUSTIQUES DANS LES LAMPES A HAUTE INTENSITE

S. Bhosle, J.-B. Rouffet, R. Ruscassié & G. Zissis

LAPLACE UMR5213, Université Paul Sabatier, Bat 3R2, 31062 Toulouse Cedex 9

La maîtrise de l'énergie et le développement durable sont, à l'heure actuelle, des sujets de première importance. L'éclairage représente généralement une part importante de l'énergie consommée à l'échelle d'un pays et de nombreuses recherches sont actuellement en cours pour améliorer à la fois les sources de lumière et leur système de gestion. Dans ce contexte, de nouveaux types d'alimentations électroniques apportent une amélioration significative des performances et de l'efficacité des sources de lumière, en particulier des lampes à décharge. Cependant, ces ballasts opèrent à des fréquences de l'ordre du kilohertz, qui correspondent à des modes propres d'oscillations acoustiques qui se développent au sein du plasma de décharge. Ce phénomène, connu sous le nom de résonance acoustique, provoque une instabilité de l'arc et peut même conduire à la destruction de la lampe (FIG.1.).

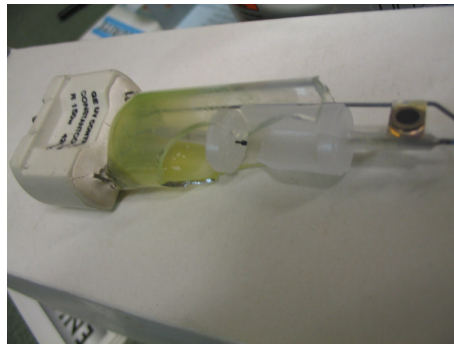


FIG.1. Lampe CMH détruite par le développement d'une résonance acoustique.

Nous avons développé un modèle numérique destiné à étudier le phénomène de résonance acoustique dans des lampes à haute pression. Il est basé sur la résolution de l'équation de propagation des ondes acoustiques dans le plasma de décharge selon la géométrie réelle du brûleur. L'étape préalable à la résolution du système est la détermination de la vitesse du son qui, pour un plasma donné, ne dépend que de la température et de la masse molaire. Cette étape préalable est réalisée à l'aide d'un modèle de décharge stationnaire, basé sur l'équilibre thermodynamique local, dans une géométrie 2D axiale: dans un premier temps, la géométrie réelle de la lampe d'étude est définie et, une fois la nature du gaz de décharge fixée, le modèle fournit un profil de température selon le rayon et l'axe de la décharge.

La résolution du système de propagation des ondes acoustiques est réalisée sur le logiciel commercial FEMLAB qui traite les équations aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis. La géométrie réelle de la lampe d'étude est implémentée en 3D, le profil de température obtenu précédemment est appliqué dans la géométrie, puis la résolution du problème acoustique est opérée (FIG.2.).

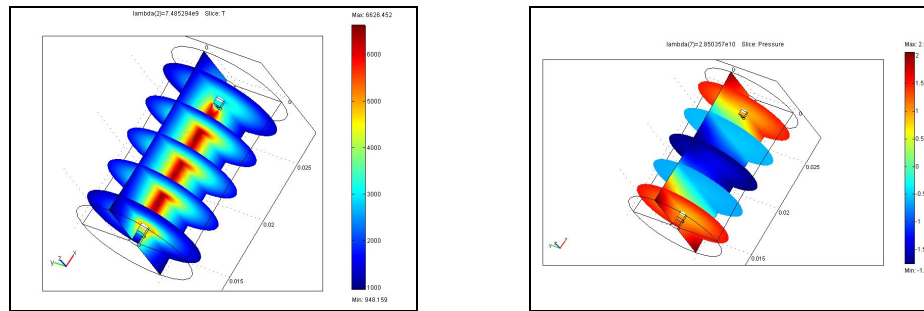


FIG.2. Profil de température et deuxième mode longitudinal calculé dans une lampe CMH.

L'exploitation des résultats permet de dresser un spectre des fréquences des résonances acoustiques pour une lampe donnée et à un régime donné. Ces résultats permettent ainsi de dégager des zones fréquentielles dans lesquelles la lampe pourra être alimentée sans subir de perturbations acoustiques. D'autre part, une étude du couplage entre les ondes acoustiques stationnaires et le plasma peut être menée. Nous avons ainsi pu mettre en évidence l'influence du second mode longitudinal sur les courants de convection dans une lampe en position horizontale. Cette influence s'observe expérimentalement par une déformation de l'arc au voisinage des électrodes.

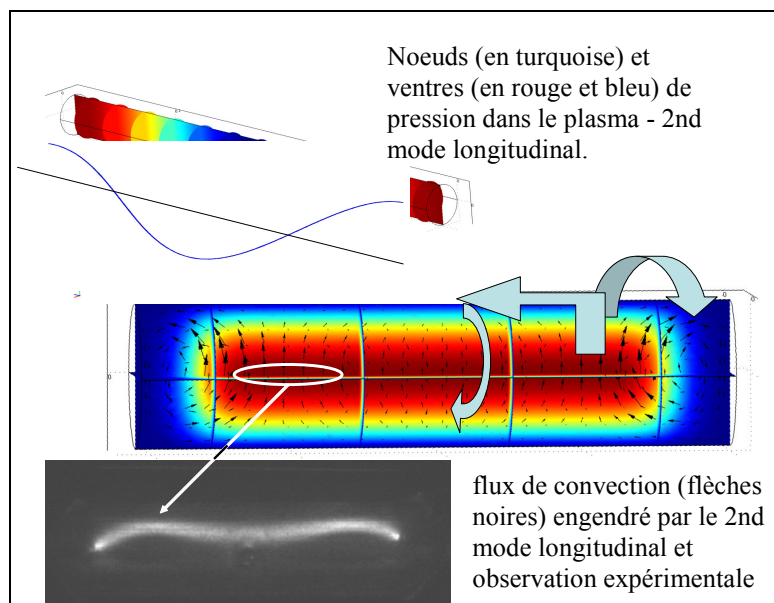


FIG.3. Lampe CMH détruite par le développement d'une résonance acoustique.

La méthode mise au point permet ainsi, à partir d'une lampe haute pression quelconque, de dresser un spectre des fréquences correspondant aux résonances et d'étudier l'influence des ondes acoustiques sur le profil de l'arc.

MODELISATION DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE DE L'ARC DANS UNE TORCHE A PLASMA D'ARC : INFLUENCE DES PARAMETRES OPERATOIRES

E. Moreau, C. Chazelas, G. Mariaux & A. Vardelle

*Laboratoire Sciences des Procédés et Traitements de Surface UMR 6638
Université de Limoges, 16 rue Atlantis, 87068 Limoges*

Les conditions opératoires utilisées en projection plasma pour la fabrication de dépôts de matériaux réfractaires combinent généralement une teneur importante en gaz plasmagène diatomique et un débit de gaz élevé et, entraînent un fonctionnement de la torche dans un mode de type «claquage - réamorçage». Ce mode est caractérisé par des fluctuations importantes de la tension d'arc et donc de l'enthalpie fournie à l'écoulement [1]. Pour assurer un traitement des particules de poudre indépendant de l'instant où elles sont injectées dans le jet de plasma et une distribution aussi homogène que possible du flux thermique sur la paroi anodique (limitation de l'usure), les amplitudes des fluctuations d'arc doivent être les plus faibles possibles et leur fréquence élevée.

Pour mieux comprendre l'influence des conditions opératoires sur les caractéristiques de l'arc électrique et du jet de plasma s'écoulant de la torche, nous développons un modèle instationnaire et 3-D de l'interaction entre l'écoulement et l'arc électrique [2, 3]. Ce modèle suppose que l'ETL prévaut dans le domaine de calcul, le plasma est optiquement mince et le gaz incompressible. L'originalité du modèle par rapport à ceux présentés récemment dans la littérature [4,5] est sa description du fonctionnement de l'arc dans le mode «claquage-réamorçage». Les équations du modèle sont résolues avec le code Open source Code_Saturne.

Nous présentons dans cette étude l'influence des paramètres opératoires de la torche (diamètre de tuyère, courant d'arc, composition du gaz plasmagène) sur l'évolution temporelle de la tension d'arc (fréquence et amplitudes de fluctuations) et sur les profils (instantanés et moyennés dans le temps) de vitesse et de température du gaz en sortie de tuyère.

Les paramètres de l'étude sont rassemblés dans le tableau 1 et quelques résultats sont présentés dans les figures 1 à 4.

Paramètres opératoires					
Diamètre de tuyère, Φ	mm	7	7	6	6
Débit volumique de gaz	Nl/mn	60	60	60	45,8
Teneur en Argon	%	75	75	75	100
Teneur en hydrogène	%	25	25	25	0
Débit massique de gaz	g/s	1,25	1,25	1,25	1,25
Courant d'arc, I	A	300	600	300	600

TAB.1. Conditions de l'étude.

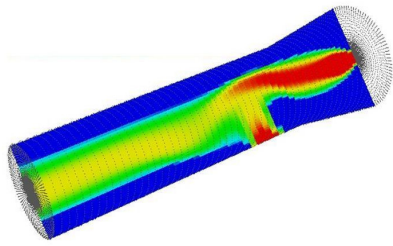


FIG.1. Coupe transversale du champ de température dans la torche Ar-H₂, $\Phi=7$ mm; I= 600 A

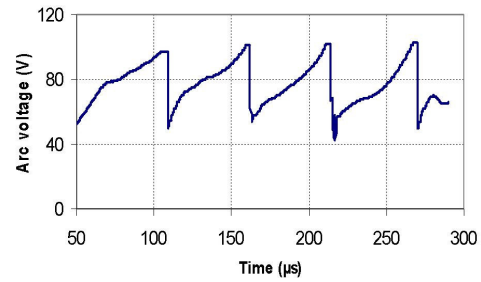


FIG.2. Evolution de la tension d'arc Ar-H₂, $\Phi=7$ mm; I= 300 A

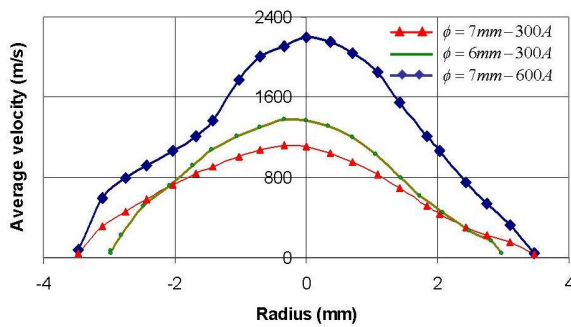


FIG.3. Moyenne temporelle du profil radial de la vitesse du gaz en sortie de tuyère.

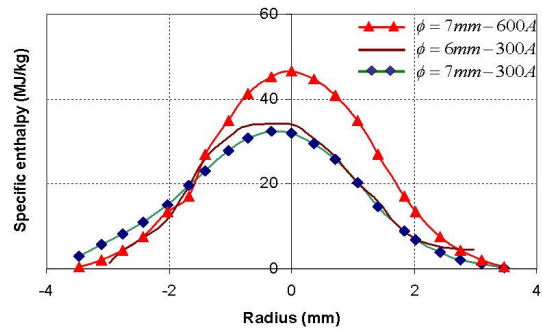


FIG.4. Moyenne temporelle du profil radial de l'enthalpie spécifique du gaz en sortie de tuyère.

Références

- [1] J.F. Coudert, M.P.Planche, P.Fauchais, Plasma Chem Plasma Proc 16 (1), 1996
- [2] C. Baudry, Thèse de l'Université de Limoges, 2003
- [3] E. Moreau, C. Chazelas, G. Mariaux, A. Vardelle, Journal of Thermal Spray Technology, 15(4) 2006
- [4] V.Colombo, E. Ghedini, Proc 17th Int Symp Plasma Chemistry, 2005
- [5] J.Trelles, J. Heberlein, Journal of Thermal Spray Technology, 15(4) 2006

GRANDEURS CARACTERISTIQUES SPATIALES ET TEMPORELLES D'UNE SOURCE A ARC FONCTIONNANT AVEC DE L'ARGON

A. Kaminska¹, M. Dudeck², B.Lopez², E.Barbosa² & B.Izrar²

¹ IEEP, Poznan University, ul.Piotrowo 3A, 60-965 Poznan, Pologne

² ICARE, 1C avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans cedex

Les sources de plasma fonctionnant en continu sont utilisées pour de nombreuses applications technologiques. Elles présentent aussi un intérêt dans le domaine spatial pour la propulsion de sondes par arc-jet fonctionnant avec de l'hydrogène, de l'ammoniac, pour les tests de protections thermiques (TPS) et pour la simulation au sol des propriétés du plasma en déséquilibre entourant une sonde d'exploration planétaire en particulier pour analyser les propriétés radiophysiques des télécommunications. Cette simulation expérimentale est complémentaire de celle réalisée au moyen de tubes à choc, souffleries à rafales et décharges RF.

La modélisation des sources à arc (plasmatron) a pour objectif de mieux comprendre les phénomènes physiques apparaissant dans l'arc et dans le divergent, disposer d'un outil prédictif pour la définition de nouvelles sources, prévoir les propriétés des points de fonctionnement et enfin contribuer à l'analyse des phénomènes hors équilibre qui doivent être pris en compte dans la modélisation des écoulements autour des sondes spatiales.

L'écoulement dans un plasmatron est complexe, il fait apparaître des effets dissipatifs importants, une cinétique chimique (neutres, ions, électrons) en déséquilibre, un non équilibre thermodynamique local sur les modes internes (hors ETL) et des effets radiatifs, d'électrodes (gainés cathodiques et anodiques, catalycité et émission électronique). Notons aussi que la distribution électronique n'est pas maxwellienne et que le plasma ne suit pas une distribution de Boltzmann.

Le plasmatron étudié (D.C et puissance inférieure à 10 kW) est décrit et les caractéristiques du plasma d'argon axisymétrique, stationnaire et sans turbulence, obtenues par une modélisation macroscopique (fluide) sans turbulence et pour de l'argon sont commentées. Les différentes grandeurs telles que libre parcours moyen, temps chimique, temps de relaxation électronique, nombres de Damköhler, de Knudsen, de Reynolds, Prandtl sont calculées et analysées ainsi que la contribution relative des différents processus physiques pour différentes conditions de fonctionnement de la source (débit de gaz, courant de décharge).

Session T6

PLASMAS ET LASERS

Président de séance : Laurent FULCHERI

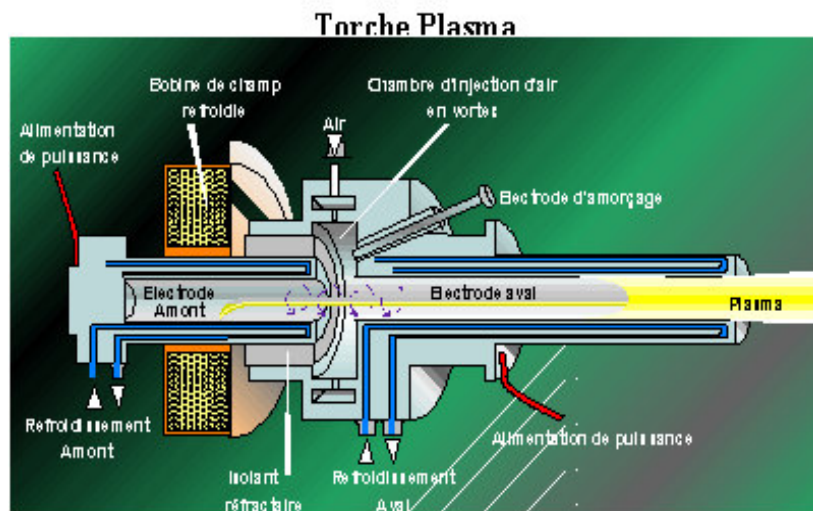
L'ARC ELECTRIQUE POUR LES BESOINS DE LA RENTREE ATMOSPHERIQUE

F. Boursereau, D. Conte & B. van Ootegem

EADS Astrium - B.P. 20011 - 33165 St Médard en Jalles - Cedex France

EADS ST possède une expérience reconnue dans le domaine de la simulation de la rentrée atmosphérique et s'est doté au sein de son département « Physico-chemical & Atmospheric Reentries Tests & Analysis » d'un parc de moyen d'essais unique en Europe utilisant la technologie Plasma d'Arc balayant une large gamme pour des applications militaires et civiles.

Ces moyens d'essais opérationnels, développés depuis les années 70, utilisent des générateurs de plasma d'arc de 5 à 9 MW (torche à plasma), de conception décrite sur le schéma suivant :



Le plasma généré dans ce type de torche passe à travers une tuyère avant d'être utilisé pour simuler les conditions aérothermiques sur les matériaux composites de la rentrée atmosphérique.

L'objet de cette présentation est d'établir le lien entre l'arc électrique et la problématique de la rentrée atmosphérique, en illustrant par des exemples en configuration « point d'arrêt » ou « éprouvette plane » pour la qualification des matériaux pour les programmes militaires et civils.

INTERACTION D'UN JET DE PLASMA D'ARGON AVEC UN FAISCEAU LASER CO₂ (10,6 μm) C. de Izarra & M. Pennaneac'h

*LASEP : Laboratoire d'Analyse Spectroscopique et d'Energétique des Plasmas
UPRES-EA 3269 Faculté des Sciences, Site de Bourges, Université d'Orléans,
Rue Gaston Berger, BP 4043, 18028 BOURGES CEDEX France*

L'interaction d'une onde électromagnétique (onde EM) de longueur d'onde de quelques micromètres avec un plasma peut être modélisée assez simplement en considérant que les électrons libres du plasma se mettent en mouvement sous l'effet du champ électrique de l'onde EM, et effectuent des collisions avec les particules lourdes (ions et neutres) [1, 2].

Le jeu des équations de Maxwell permet d'établir une relation de dispersion pour des ondes électromagnétiques, et l'indice de réfraction n est complexe, et s'écrit en fonction ω la pulsation de l'onde EM, de la pulsation plasma ω_p et de la fréquence de collision globale ν électrons-ions et électrons-neutres:

$$n^2 = 1 - \frac{1}{\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega_p}\right)^2} - j \frac{\nu}{\omega} \frac{1}{\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega_p}\right)^2}$$

La partie complexe de l'indice de réfraction représente le terme de transfert d'énergie entre l'onde EM et le plasma, qui au final se manifeste par un chauffage des particules lourdes. Ce phénomène correspond au mécanisme du bremsstrahlung inverse.

L'expérience réalisée (Figure 1) comprend un jet de plasma d'argon généré par une torche à plasma de marque SAF, alimentée en courant continu, et dissipant une puissance électrique de l'ordre de 2 kW. Un faisceau laser CO₂ (de marque Synrad, avec une puissance maximum de 20 W, longueur d'onde de 10,6 μm), et dont on peut moduler la puissance dans le temps à des fréquences pouvant aller jusqu'à 20 kHz traverse le jet de plasma perpendiculairement à la direction de l'écoulement.

L'absorption de l'énergie électromagnétique modulée dans le temps par les électrons produit une onde sonore dans le jet de plasma enregistrée avec un microphone associé à une détection synchrone.

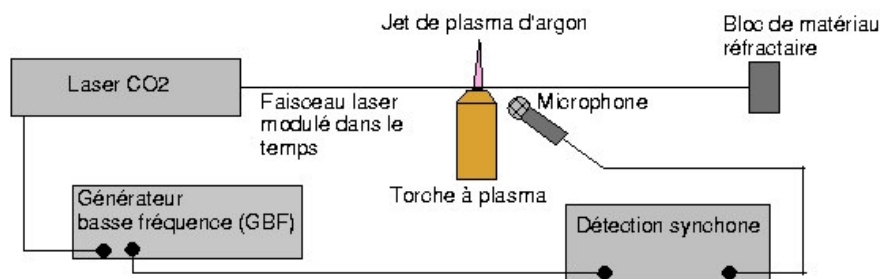


FIG.1. Montage expérimental.

Dans cette communication, on présentera les premiers résultats de cette étude, que l'on peut interpréter avec la théorie élaborée par Fitaire pour décrire les phénomènes sonores observés dans les plasmas [3].

Références

- [1] L. Spitzer, *Physique des gaz complètement ionisés* Dunod, Paris 1959
- [2] J.L. Delcroix, *Introduction à la théorie des gaz ionisés* Dunod, Paris 1959
- [3] R. Pauvit, *Etude de la stochasticité d'une torche à plasma d'arc soufflé*, Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 21 novembre 1997.

EVALUATION DE PROFILS DE DENSITES PAR ANALYSE DE RAIES AUTO-ABSORBEES EN LIPS

M. Ribière, B.G. Chéron & A. Bultel

CORIA UMR 6614, Avenue de l'université 76801 Saint Etienne du Rouvray

La LIPS est une technique de diagnostic dont le principe consiste à focaliser une impulsion laser sur l'échantillon à analyser : les fortes densités de puissance (plusieurs GW/cm²) entraînent l'ablation des particules et la création d'un plasma. Le rayonnement émis par le plasma est analysé par spectroscopie d'émission et permet l'identification des espèces qui composent l'échantillon.

Cette technique d'analyse présente de nombreux avantages : seuil de détection faible (quelques ppm), rapidité de préparation et d'analyse, possibilité d'analyser tous types de matériaux quelle que soit leur phase. Cependant une étude quantitative reste difficile à mettre en œuvre en raison du caractère instationnaire du plasma créé.

Lorsqu'on analyse les signaux optiques du plasma à quelques dixièmes de millimètres de la surface et quelques dizaines de nanosecondes après l'ablation, les raies spectrales présentent de fortes déformations. En effet, les fortes densités atomiques et électroniques et les forts gradients dans ces conditions sont responsables de l'élargissement, du décalage et de l'auto-absorption des raies spectrales.

Ces phénomènes rendent difficile l'interprétation des signaux : c'est pourquoi un traitement numérique de l'équation de transfert radiatif est nécessaire. En faisant des hypothèses sur les profils des densités électroniques et des espèces sur leur états excités et fondamentaux, nous pouvons suivre l'évolution spatio-temporelle des atomes éjectés et déterminer ainsi leur concentration relative.

Nous allons plus précisément porter notre attention sur les raies auto-absorbées de AlII et CuI. Les profils de densité électronique seront par ailleurs déterminés en considérant des raies de AlIII.

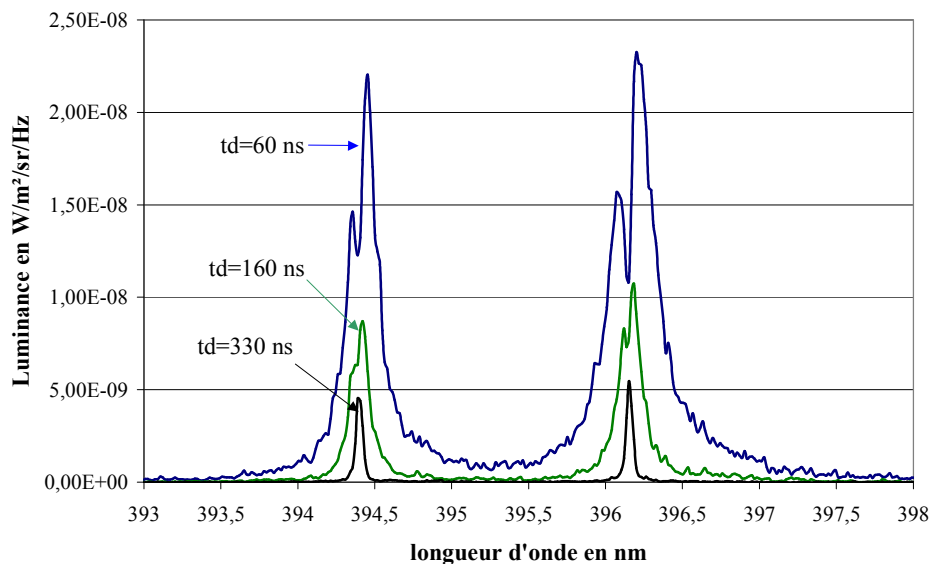


FIG.1. Evolution de la Luminance de raies auto-absorbées de AlII pour différents retards par rapport à l'impulsion laser, à 1 mm de la surface.

ANTENNE VIRTUELLE DE PLASMA PRODUITE PAR UNE IMPULSION LASER FEMTOSECONDE DANS L’AIR

C. D’Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, M. Pellet* & A. Mysyrowicz

*Laboratoire d’Optique Appliquée, CNRS UMR 7639, ENSTA, Ecole Polytechnique, Palaiseau,
F-91761, France.*

**Ministère de la Défense, F-00457 Armées, France.*

Un laser femtoseconde intense qui se propage dans l’air produit une longue colonne de plasma au cours d’un processus de filamentation. Au cours des dernières années l’attention s’est focalisée sur les applications potentielles de ce processus, telles que la détection de polluants [1], le déclenchement et le guidage de décharge électriques [2], la capture de courant et la diversion de la foudre [3]. Dans ce travail, nous considérons une autre application potentielle, à savoir l’utilisation de la colonne de plasma comme antenne ‘virtuelle’ capable d’émettre des ondes électromagnétiques de basse fréquence.

Le montage expérimental est décrit schématiquement dans la figure 1. La source laser utilisée est le Teramobile. Le Teramobile est un système laser Terawatt basé sur une technologie CPA [4], embarqué dans un conteneur standard. Il délivre des impulsions laser d’une durée de 100 fs à une cadence de 10 Hz. L’énergie par impulsion est de 100-200 mJ. L’impulsion laser est focalisée à l’aide d’un télescope de 18 m de focale. On est donc en régime de très forte puissance ($P \sim 2$ TW), bien supérieur au seuil de filamentation ($P_{cr} = 5$ GW) ce qui entraîne un phénomène de multi-filamentation [5] (voir figure 1): à la place d’un seul filament on obtient un faisceau de plusieurs filaments de plasma groupés sur un diamètre de 5 mm. Dans nos conditions expérimentales, la longueur de ces filaments de plasma est de 7.5 m environ. Nous avons mesuré la résistance de ce faisceau de filaments et obtenu la valeur de $400 \Omega/m$. Deux électrodes sphériques séparées par une distance D variable sont positionnées de façon à être en contact avec le plasma lorsque celui-ci est créé. Une tension variable entre 0 kV et 30 kV est appliquée à l’une des électrodes, l’autre étant reliée à la terre à travers une résistance de $8.2 \text{ k}\Omega$. Pour la mesure et la caractérisation du signal électromagnétique émis par les colonnes de plasma on utilise une antenne large bande compacte (bande passante $10\text{-}10^3$ MHz) développée au Laboratoire d’Electronique, Antennes et Télécommunications (LEAT), Université de Nice-Sophia Antipolis.

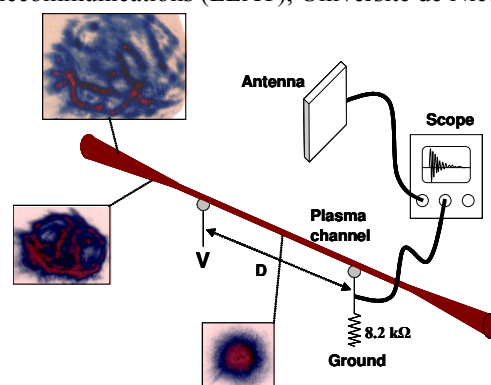


FIG. 1. Schéma expérimental.

Le plasma une fois formé perturbe le champ électrique statique appliqué entre les électrodes, ce qui déclenche des oscillations du champ électrique, qui se traduisent par des oscillations de la différence de potentiel entre les électrodes et donc du courant qui circule à travers le plasma. Ces nouvelles fréquences d’oscillations créées agissent en tant que sources de rayonnement de l’antenne plasma. Il est à noter que le mauvais contact

entre le conducteur plasma et l'électrode de masse augmente la résistance entre le plasma et la masse, qui devient beaucoup plus grande que la résistance du plasma lui même. Ceci réfléchit une partie du courant, qui forme alors des ondes stationnaires pendant la durée de vie du plasma.

La figure 2 montre le signal capté par l'antenne réceptrice située à 3 mètres de l'axe du filament, pour plusieurs distances D entre les électrodes. On remarque des oscillations qui persistent sur plus de 500 ns, ce qui indique que le plasma créé par filamentation subsiste pendant au moins cette durée. La figure 3 montre le spectre, pour une distance $D=50$ cm, (obtenu avec un algorithme de Transformation de Fourier) du signal mesuré avec l'antenne intégrée en présence de deux électrodes distantes de 0.5 m (courbe continue, figure 3) et quand une seule l'électrode chargé est présente dans le circuit (courbe discontinue, figure 3). Comme on peut le constater, une résonance apparaît à 300 MHz en présence de deux électrodes, ce qui correspond à une longueur d'onde de 1m. On remplit donc les conditions de résonance, conditions que l'on perd en changeant la longueur de l'antenne.

En résumé, nous avons confirmé, à l'aide d'antennes de réception large bande que les filaments créés dans l'air sont susceptibles d'émettre un rayonnement électromagnétique. Ils agissent donc comme antennes virtuelles. Les fréquences émises par l'antenne virtuelle couvrent le domaine de réception des antennes (10-1200 MHz). La durée d'émission de ces antennes est de plusieurs centaines de nanosecondes. Enfin, nous avons effectué une étude de l'émission électromagnétique en fonction de la longueur des filaments. On observe nettement un effet de résonance. Ce résultat démontre que les antennes peuvent être ajustées à des fréquences d'émission précises.

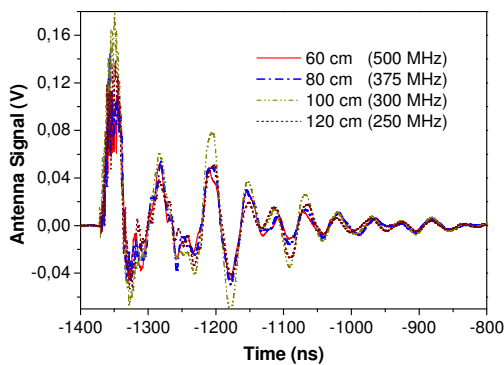


FIG. 2. Oscillations du signal détecté par l'antenne réceptrice. On constate que les oscillations persistent pendant plusieurs centaines de nanosecondes.

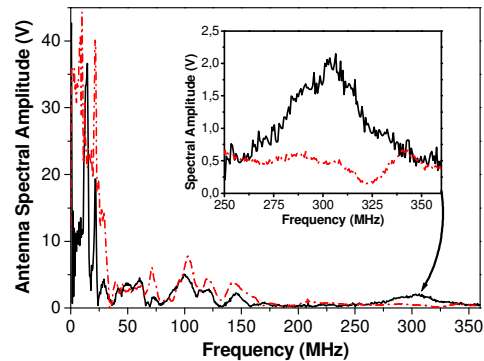


FIG. 3. Courbe de résonance à 300MHz, obtenue en présence de deux électrodes distantes de $D=0.5$ m.

Références.

- [1] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon, J.-P. Wolf, Appl. Phys. B 78 (535) 2004.
- [2] M. Rodriguez, R. Sauerbrey, H. Wille, L. Wöste, T. Fujii, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, and J.-P. Wolf, Optics Letters 27 (772) 2002.
- [3] Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Wöste, Science 301 (61) 2003.
- [4] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. 56 (219) 1985.
- [5] G. Méchain, C. D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, Optics Commun. 247 (171) 2005.

DECHARGE ÉLECTRIQUE A FORT COURANT INDUITE DANS L'AIR PAR FILAMENTATION LASER FEMTOSECONDE

A. Houard¹, C. D'Amico¹, Y. Liu¹, Y. B. Andre¹, M. Franco¹, B. Prade¹, E. Salmon², P. Pierlot³, L.-M. Cleon³ & A. Mysyrowicz¹✉.

¹Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA,

Ecole Polytechnique, CNRS UMR 7639, 91761, Palaiseau,

²Teramobile, LASIM, Université Lyon 1, CNRS UMR 5579, 69622, Villeurbanne,

³Agence d'Essai Ferroviaire, SNCF, 21 Av du Président Allende, 94407, Vitry-sur-Seine.

Au cours de la filamentation d'impulsions laser femtosecondes intenses dans l'air, une longue colonne de plasma de faible densité est produite. Nous avons montré que cette colonne de plasma était capable d'initier et de guider dans l'air des décharges électriques haute tension sur des distances de plusieurs mètres [1]. Cet effet pourrait être appliqué par exemple à l'alimentation en courant de trains à grande vitesse sans aucun contact mécanique. Cependant, il est indispensable pour de telles applications que la résistivité du plasma soit faible, afin de minimiser les pertes en énergie par dissipation. D'autres questions importantes concernent la quantité de courant qu'une telle décharge est capable de conduire et la durée de vie du plasma produit, qui doit être supérieure à l'intervalle entre les tirs successifs du laser même à faible taux de répétition (10-100 Hz). Pour répondre à ces questions nous avons mené une série d'expériences associant le laser Teramobile avec les installations électriques de l'Agence d'Essai Ferroviaire de la SNCF destinées à tester les moteurs des TGV.

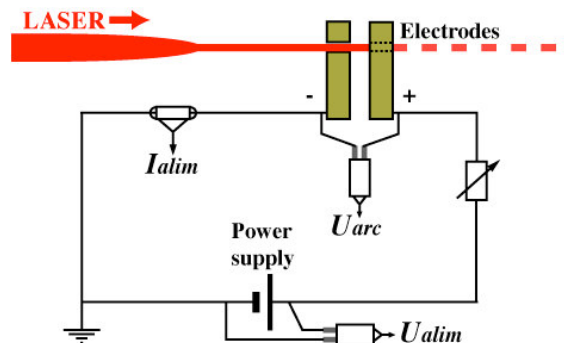


FIG. 1. Dispositif expérimental.

Le laser Teramobile est un système laser mobile basé sur la technologie CPA Titane-Saphire délivrant des impulsions d'une durée de 100 fs avec une puissance crête de plusieurs TW à un taux de répétition de 10 Hz [2]. Le faisceau laser est focalisé dans l'air à l'aide d'un télescope de 25 m de focale. Il forme ainsi un faisceau d'une quarantaine de filaments de plasma sur une distance de plusieurs mètres. Deux électrodes formées de blocs de cuivre cylindriques de 2 cm de diamètre sont placées 2 mètres après le début de la filamentation. A cette distance, le faisceau de filaments d'environ 7 mm de diamètre traverse la première électrode percée d'un trou de 5 mm de diamètre et atteint la seconde électrode (voir Figure 1). La distance entre les deux électrodes peut être fixée entre 3 et 60 mm. Dans certaines expériences, les deux électrodes étaient percées pour laisser passer le paquet de filament, sans changement significatif des résultats. Deux générateurs de tension ont permis d'appliquer aux électrodes une tension continue allant jusqu'à 4 kV ou une tension alternative pouvant atteindre 20 kV. Pour chaque mesure, nous avons vérifié qu'aucune décharge spontanée ne se produisait en l'absence d'impulsion laser.

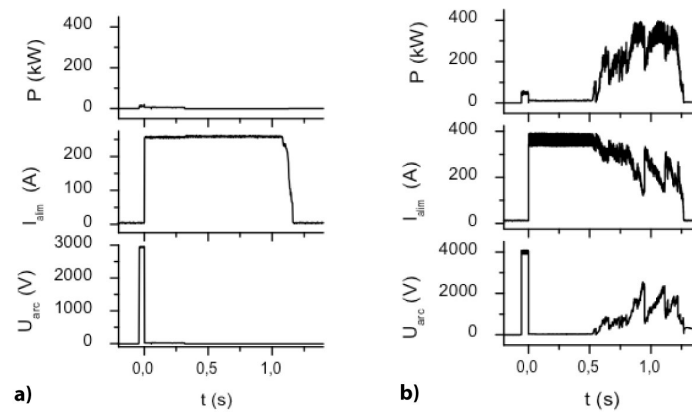


FIG.2. Evolution de la puissance dissipée P , de la tension U_{arc} au bornes des électrodes et du courant I_{alim} circulant dans le circuit. Sur la figure b) la décharge guidée se transforme en arc à $t = 0,5s$.

Les résultats obtenus avec une tension continue de 4 kV sont présentés dans la figure 2a. On remarque une diminution abrupte (en un temps inférieur à la résolution du détecteur) de la tension aux bornes des électrodes, alors que simultanément le courant atteint 250 A (la valeur maximum permise par le générateur). La puissance dissipée dans le plasma est de l'ordre de 8 kW, correspondant à une résistivité ohmique totale inférieure à 0,25 ohm/cm. Cette valeur est très inférieure à la résistivité obtenue lorsqu'un arc spontané est produit entre les électrodes (voir figure 2b). Cette conductivité élevée peut durer plusieurs secondes, même lorsqu'elle n'est déclenchée que par un tir laser unique, mais elle conduit parfois à une fusion partielle des électrodes.

Les expériences menées avec le générateur de tension alternative ont également été concluantes. La figure 3 montre le courant circulant entre les deux électrodes soumises à une tension crête de 20 kV. Le courant alternatif à 50 Hz est là encore limité par la capacité maximale du générateur. La décharge à haute conductivité a pu être obtenue sur des distances allant jusqu'à 4 cm.

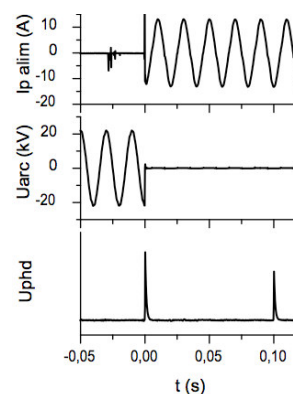


FIG.3. Tension alternative appliquée et courant circulant entre les électrodes.
En bas, le signal d'une photodiode rapide (U_{phd}) indique le temps d'arrivée de l'impulsion laser.

En conclusion, le plasma généré par des filaments laser femtoseconde a une faible résistance et est capable de conduire un courant important, continu ou alternatif pendant plus d'une seconde. Ces propriétés sont très prometteuses pour des applications telles que le captage de courant sans contact.

Références

- [1] M. Rodriguez et al., *Pour Opt. Lett.* **27** (772-774), 2002
- [2] H. Wille et al., *Pour Eur. Phys. J. AP* **20** (183-190), 2002

Session T7

CONTROLE ET MESURE

Président de séance : Bruno CHERON

ETUDE EXPERIMENTALE D'UNE DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE POUR LE CONTROLE ACTIF D'ECOULEMENTS GAZEUX SUBSONIQUES

B. Dong, D. Hong, J.-M. Bauchire & J.-M. Pouvesle

GREMI, UMR6606, 14 rue d'Issoudun, B.P. 6744, 45067 ORLÉANS Cedex 2

Les plasmas à pression atmosphérique créés par décharge électrique ont été étudiés comme actionneur aérodynamique pour le contrôle actif d'écoulements gazeux depuis plus de dix ans [1]. C'est une technique prometteuse car ce type d'actionneur ne nécessite pas de pièce mobile et permet donc d'envisager une action plus rapide que les actionneurs classiques. Deux types de décharge ont notamment été utilisés pour la création de plasma : des décharges couronnes et des décharges à barrière diélectrique (DBD). Comme il est plus difficile de stabiliser, à pression atmosphère, une décharge couronne qu'une décharge DBD surfacique, cette dernière semble être mieux placée pour la réalisation d'actionneur à plasma. Plusieurs études sur ce type de décharge surfacique ont été réalisées très récemment [2-7].

Cette communication présente une étude expérimentale concernant des décharges DBD surfaciques. Une configuration typique de DBD est donnée dans la figure 1. La longueur des deux électrodes en parallèle est généralement de plusieurs dizaines centimètres. Pour augmenter la surface d'interaction entre le plasma et l'écoulement externe, plusieurs DBDs sont mises côte à côte, la distance entre deux DBDs étant assez éloignée pour éviter des interférences entre elles.

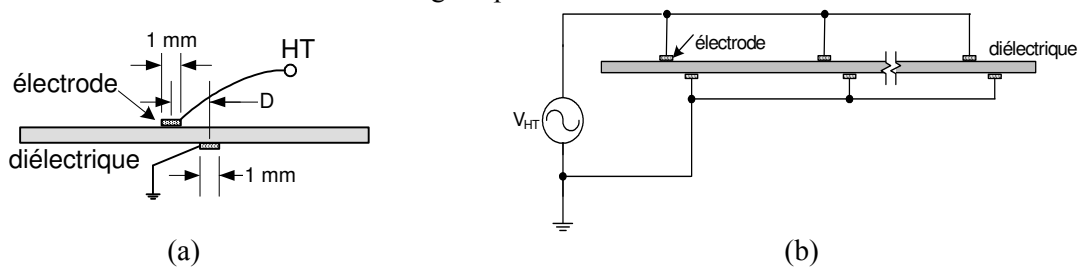


FIG.1 a) Configuration typique d'une DBD, b) actionneur à plasma constitué de plusieurs DBDs côte à côte.

Tout d'abord, nous avons mesuré la puissance active (dissipée dans la décharge) en fonction de différents paramètres, de diverses configurations de la décharge DBD, et ce pour deux diélectriques différents. Une formule empirique a été établie pour calculer la puissance dissipée dans les décharges en fonction de l'amplitude et de la fréquence de la tension sinusoïdale appliquée (figure 2). Par ailleurs, les mesures ont montré que la puissance perdue dans le diélectrique est négligeable dans nos conditions d'expérience (moins de 5% de la puissance active) sachant que la puissance dissipée dans le diélectrique par unité volumique est donnée par $p = \tan \delta \cdot 2\pi f \cdot \epsilon \cdot E^2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$.

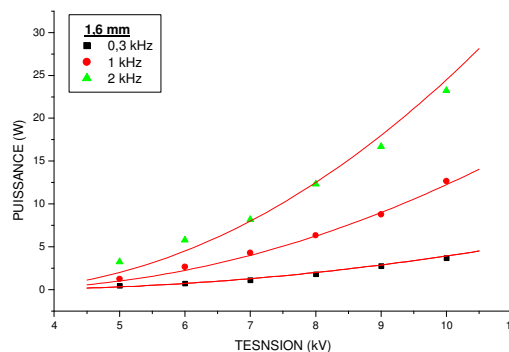


FIG.2. Puissance active en fonction de la tension appliquée à trois fréquences données. Les trois courbes en trait continu ont été tracées à l'aide de la même formule empirique.

Les mesures optiques ont été effectuées dans un premier temps à l'aide d'un tube photomultiplicateur (PM), puis avec un spectromètre à réseau d'échelle de la marque Andor Technology. Ce spectromètre permet d'obtenir un spectre à la fois large bande (de 200 à 820 nm) et présentant une résolution spectrale relativement élevée (4000). Comme attendu, la lumière est dominée par les émissions de N₂ se trouvant notamment dans l'intervalle 300 à 400 nm (figure 3.a). Les mesures permettent de résoudre la structure de la bande moléculaire de N₂ (figure 3b). Une détermination de la température du plasma par comparaison avec des spectres synthétiques est en cours.

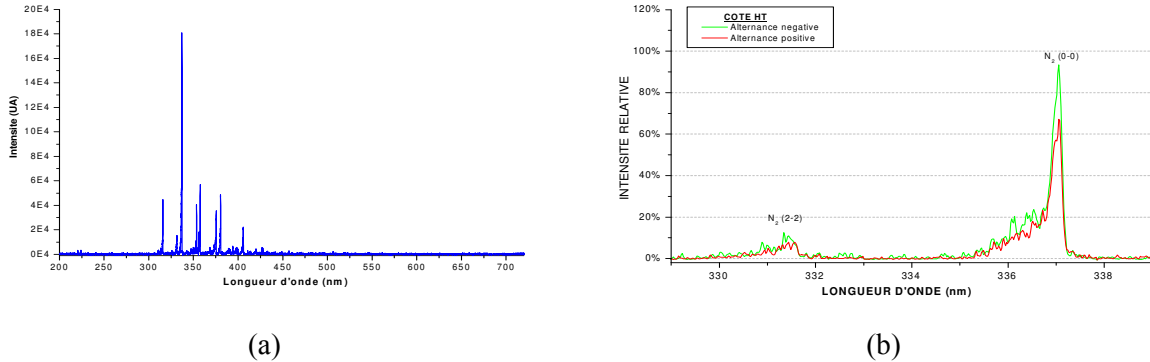


FIG.3. Spectre de décharge (a) Les bandes moléculaires de N₂ (b) Zoom sur une des bandes moléculaires

Dans un environnement initialement statique, la décharge induit un écoulement d'air. La vitesse de cet écoulement a été mesurée à l'aide d'un capteur de pression de la gamme 0-20 Pa, en fonction de différents paramètres cités ci-dessus. La figure 4 donne la vitesse d'écoulement induit en fonction de la puissance active pour deux épaisseurs de diélectrique (0,8 et 1,6 mm). Nous pouvons constater qu'avec une épaisseur plus mince, on peut injecter une puissance active plus importante pour produire une vitesse d'écoulement plus grande. Par contre, pour une même puissance dissipée, la vitesse mesurée est plus grande avec un diélectrique plus épais, impliquant donc un rendement énergétique plus élevé.

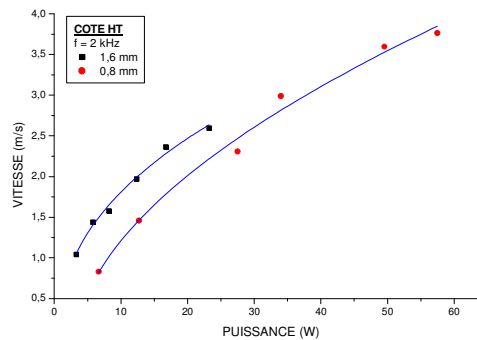


FIG.4. Vitesse d'écoulement induit en fonction de la puissance dissipée pour deux épaisseurs différentes.

Références

- [1] Liu C, Roth J.R. 1994 Paper 8P-23, APS Bulletin, Vol. 39, No.7, p1730
- [2] Roth J.R., Phys. Plasmas, Vol. 10, N°5, (2005), p2117.
- [3] Pons J., Moreau E., Touchard G., J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005) p3636.
- [4] Borghi C.A., Carraro M.R., Cristofolini A., AIAA 2005-5307.
- [5] J.P. Bœuf, L.C. Pitchford, J.Appl. Phys., 97 (2005), 103307
- [6] J.R. Roth X. Dai, AIAA 2006-1203
- [7] B. Dong, P. Magnier, J.M. Bauchire, J.M. Pouvesle, J. Hureau, D. Hong, Proc. XVI Intl. Conf. on Gas Discharges and their Applications, 2006, p238

CARACTERISATION ELECTRIQUE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE NON THERMIQUE A TRES HAUTE PRESSION

E. Izquierdo, J. Gonzalez-Aguilar & L. Fulcheri

*Centre Energétique et Procédés, Ecole des Mines de Paris, Rue Claude Daunesse,
06690 Sophia Antipolis, France.*

Dans le domaine de plasmas non - thermiques, le terme « haute pression » fait le plus souvent référence à des pressions comprises entre 0,13 bar (100 torrs) et 1 bar. Pour des pressions supérieures à 10 bars, le comportement des décharges électriques à faible courant continu reste un sujet à peine abordé. Ce travail concerne l'étude du comportement électrique de décharges électriques à faible courant – haut voltage en présence de différents gaz purs (hydrogène, argon) dans une gamme de pressions comprises entre 1 et 100 bars.

Les décharges sont réalisées à l'intérieur d'un mini réacteur dans lequel nous pouvons augmenter progressivement la pression jusqu'à 200 bars. Celui-ci a été conçu avec une disposition des électrodes de type pointe-pointe et il permet également le réglage de la distance inter-électrodes. La décharge électrique est alimentée par une source électronique de technologie convertisseur à résonance conçue pour fournir un courant moyen constant en continue réglable entre 0 et 600 mA. Elle est capable de fournir une tension maximale au vide de 15 kV [1].

La figure 1 montre l'influence de la pression et de l'écartement entre les électrodes sur la tension entre les bornes de la décharge pour l'argon pur et une intensité du courant moyen de 200 mA. Les points indiquent la valeur moyenne du voltage tandis que les bars verticaux représentent son écart-type (une indication de la fluctuation du potentiel). La tension aux bornes de la décharge augmente en fonction de la pression du gaz plasmagène. L'étude montre que telle augmentation est plus importante pour l'hydrogène que pour l'argon.

Référence

[1] M. Moreno, Thèse de doctorat ENSMP 2007

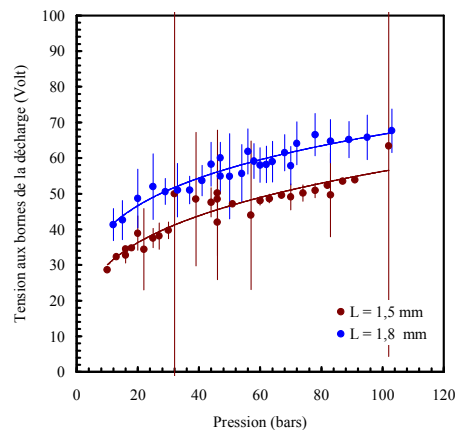


FIG.1. Tension de la décharge en fonction de la pression en Ar pur.

DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA TEMPERATURE DANS LES PLASMAS THERMIQUES

J. Benech, P. Freton, J.-J. Gonzalez & X. Franceries

*LAPLACE, UMR CNRS 5213, Université Paul Sabatier Toulouse 3,
118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France*

A l'heure actuelle, la spectroscopie d'émission reste la méthode la plus utilisée pour obtenir la température dans les plasmas thermiques [1]. Cette méthode utilise le rayonnement local du plasma (émissivité des raies ou du continuum) pour déduire, généralement sous l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local, la température locale du plasma. D'un point de vue expérimental, il est possible de mesurer uniquement le rayonnement du plasma intégré le long d'une direction. Il est donc nécessaire d'utiliser des algorithmes de reconstruction pour obtenir l'émissivité locale du plasma et donc sa température.

Pour cette reconstruction, plusieurs méthodes sont utilisées dans la littérature. La plus simple consiste à considérer le plasma comme homogène sur la direction de mesure et à utiliser un diagramme de Boltzmann sur l'intensité intégrée d'une direction pour obtenir la température moyenne. Une autre méthode consiste à supposer que le plasma est à symétrie cylindrique et à obtenir l'émissivité locale en utilisant l'inversion d'Abel [2, 3]. Cette méthode plus complexe nécessite la mesure de l'intensité intégrée suivant différentes lignes parallèles, sur toute une section du plasma. Enfin, la méthode la plus évoluée, consiste à utiliser un algorithme de reconstruction par tomographie pour obtenir le champ d'émissivité du plasma quelque soit sa forme [4, 5]. Il est alors nécessaire de faire la mesure du rayonnement issu du plasma suivant différentes lignes de directions quelconques. Cette dernière méthode est très peu employée car elle nécessite, d'une part de développer des algorithmes complexes de reconstruction et d'autre part une mise en place expérimentale lourde pour récupérer la lumière émise suivant différentes directions non parallèles. Ainsi, l'inversion d'Abel, qui fait l'hypothèse d'existence d'une symétrie du plasma, est plus facile à mettre en place expérimentalement et reste principalement utilisée.

Cependant, même si elle est la plus utilisée, l'inversion d'Abel pose un problème important pour la validation des modèles. En effet, ces derniers sont de plus en plus complexes et depuis la fin des années 90 de nombreux travaux, permettant une description tri dimensionnelle de l'arc, ont été réalisés [6, 7, 8]. Il devient alors difficile de les valider en température avec des résultats expérimentaux obtenus avec une hypothèse d'existence de symétrie.

Afin d'estimer l'erreur que l'on pourrait commettre dans l'utilisation de ces méthodes, nous proposons de les appliquer sur un objet plasma complexe. Des résultats expérimentaux étant difficiles à trouver sur un tel objet, nous ferons notre étude à partir de résultats théoriques obtenus sur un arc transféré dans l'argon, à 100A défecté par un champ magnétique. Cette configuration a déjà été utilisée lors du développement par notre équipe d'une méthode de reconstruction tomographique multi vues [5]. Plus de détails sur le modèle sont donnés dans le papier de Lago [8]. Un exemple de résultat en température est proposé sur la figure 1.

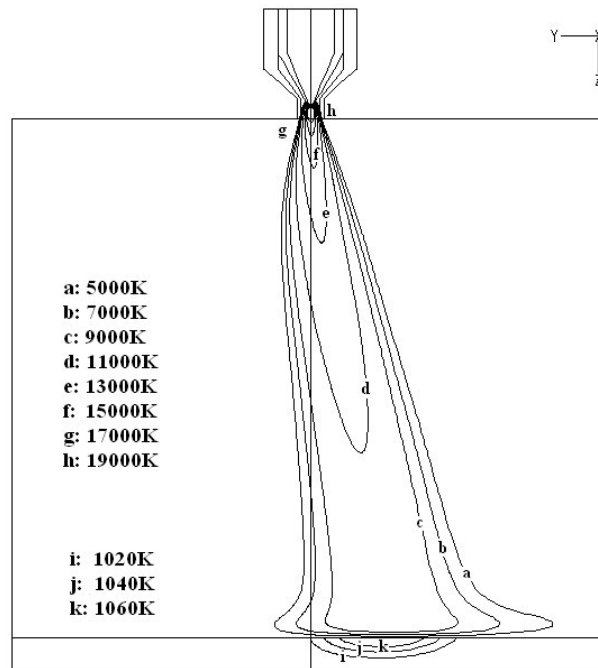


FIG.1. Exemple de champ de température obtenu pour un arc transféré dans l'argon à 100A et déflécté par une force magnétique.

A partir du champ de température théorique d'une section de plasma, nous estimerons l'émissivité locale de plusieurs raies atomiques du milieu en supposant l'ETL. A partir de ces émissivités, nous calculerons les intensités intégrées telles qu'elles auraient pu être mesurées expérimentalement. Ces données nous serviront de base pour comparer les méthodes de reconstruction. Nous appliquerons alors trois méthodes : Une hypothèse de plasma homogène, une inversion d'Abel [2], et notre méthode tomographique [5] pour reconstruire, sur une section, les émissivités locales telles qu'elles pourraient être obtenues expérimentalement. A partir de ces émissivités, nous utiliserons les méthodes classiques dans les plasmas thermiques (diagramme de Boltzmann, intensité absolue des raies) pour remonter à la température locale du plasma. Cette température reconstruite sera alors comparée à la température théorique du modèle.

Références

- [1] Vacquié S., « L'arc électrique », CNRS Editions, Eyrolles, Paris, (2000).
- [2] Mermet J.M et al., *rev. Int. Htes. Temp. et réfract.* 10, (1973), pp133- 139.
- [3] Jaffe S.M.et al, *I.S.P.C.-10 – Bochum*, (1991), 1.2-21 pp1-6
- [4] Neger T., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 28, (1995) pp47-54
- [5] X. Franceries, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38, (2005) pp3870-3884.
- [6] He – Ping Li et al, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36, (2003) pp1084-1096
- [7] P. Freton et al, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33, (2000) pp2442-2552.
- [8] Gonzalez JJ, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38, (2005) pp306-318

NOUVELLE METHODE DE DIAGNOSTIC DE TEMPERATURE : INTENSITES RELATIVES PAR INTERVALLES SPECTRAUX

M.-E. Rouffet, Y. Cressault & A. Gleizes

*LAPLACE, UMR CNRS 5213, Université Paul Sabatier Toulouse 3,
118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France*

Les plasmas thermiques sont des systèmes complexes utilisés dans de nombreuses applications industrielles comme la métallurgie ou la découpe. Leurs propriétés intrinsèques et les transferts d'énergie qui s'y déroulent, très difficiles à appréhender et à quantifier, sont de plus en plus étudiés pour la complexité des phénomènes physiques mis en jeu. La température est une des grandeurs particulièrement pertinentes à étudier, car elle est d'une part un élément de contrôle du bon déroulement des processus, et d'autre part un paramètre clé dans la connaissance des propriétés des plasmas. Il existe plusieurs méthodes expérimentales permettant d'en déterminer la valeur, mais si celles-ci sont souvent très précises, elles imposent toutefois la mise en place de dispositifs lourds et onéreux. C'est pourquoi il est intéressant de mettre au point une nouvelle méthode de diagnostic, basée non plus sur une analyse spectrale fine, mais sur une analyse globale du rayonnement.

Des études de faisabilité ont d'ores et déjà été réalisées à partir d'une caméra CCD dont les signaux enregistrés dans les régions rouge et bleu du spectre permettent d'en déduire la température du milieu [1]. La méthode que nous proposons ici s'appuie sur ce même principe et consiste à mesurer l'émissivité du plasma sur deux intervalles spectraux de plusieurs dizaines de nanomètres de largeur, et d'en déduire sa température par le rapport des deux valeurs ainsi obtenues. Une étude préalable du rayonnement émis par le plasma est donc nécessaire pour déterminer les deux intervalles spectraux donnant la meilleure évolution possible pour ce rapport en fonction de la température. Les résultats théoriques ainsi obtenus constituent non seulement des indications précieuses pour cibler nos études expérimentales mais aussi une base de données indispensable à l'exploitation de nos mesures.

Pour cette étude, nous avons considéré un plasma thermique en équilibre thermodynamique local, à pression atmosphérique, composé à 80% d'argon et à 20% d'hydrogène. Le transfert radiatif est déduit de la méthode du coefficient d'émission nette [2], puissance émise par le plasma corrigée de l'auto-absorption du rayonnement dans le plasma lui-même. Dans nos calculs, nous prenons tout d'abord en compte le rayonnement continu dont les mécanismes principaux sont le rayonnement de freinage, la recombinaison radiative et l'attachement radiatif. Le rayonnement émis par les raies est également pris en compte. Le domaine de longueur étudié étant compris entre 300nm et 1100nm, l'absorption de la plupart des raies est supposée négligeable [3].

L'émissivité d'un intervalle spectral est considérée comme égale à la somme des émissivités du continuum et des raies aux longueurs d'onde concernées. La valeur du rapport entre les émissivités de deux intervalles spectraux différents ($I_{600-700\text{ nm}} / I_{400-500\text{ nm}}$ par exemple) donne alors une indication sur la température du plasma. En effet, le rayonnement émis à de faibles longueurs d'onde est d'autant plus intense que cette température est importante, car les photons de haute énergie (de l'ordre de 3 eV) ont alors une probabilité plus forte d'être générés. Comme le rayonnement provenant de régions plus grandes en longueurs d'onde augmente dans une moindre mesure avec la température, le rapport entre les émissivités de deux intervalles spectraux différents évolue avec cette température. Nous avons donc calculé cette évolution pour plusieurs intervalles, les résultats de nos calculs étant représentés sur la figure 1. Nous avons calculé l'émissivité totale sur des intervalles spectraux de 100 nm de largeur, entre 300 nm et 1100 nm, pour des températures comprises entre 5000 K et 25000 K. Nous avons ensuite effectué le rapport des valeurs obtenues pour chacune de ces températures. Ne sont rapportées ici que les courbes donnant les résultats les plus probants : une variation du rapport sensible et monotone avec la température.

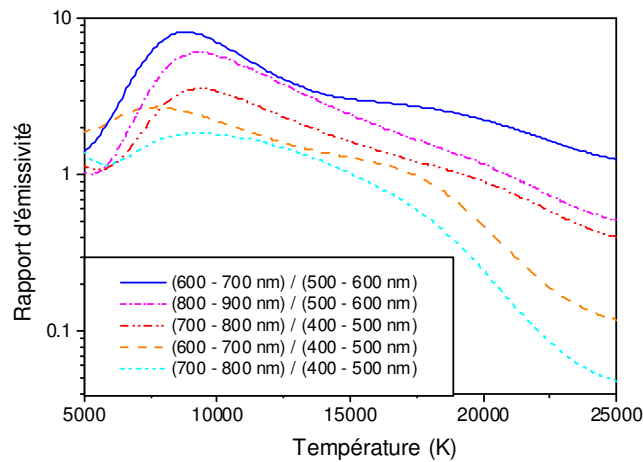


FIG.1. Evolution des rapports d'émissivité entre intervalles spectraux avec la température, dans le cas d'un plasma 80% Ar – 20% H₂, à pression atmosphérique.

Nous constatons que les rapports ainsi calculés évoluent de façon monotone sur certaines gammes de températures. Ceci signifie qu'il est possible, à partir de ces résultats, de remonter à la température d'un plasma dont on aurait mesuré le rayonnement pour ces mêmes intervalles.

L'étude expérimentale sera effectuée sur un arc stabilisé par parois dont le comportement stable et homogène semble particulièrement adapté à ce type d'étude. Nous utiliserons un spectromètre à fibre composé de huit entrées, chacune permettant de déterminer le spectre du rayonnement sur une certaine plage de longueurs d'onde. Ainsi, nous pourrons non seulement appliquer les différentes méthodes spectroscopiques sur la totalité du spectre étudié (300 nm à 1100 nm, intensités absolues de raies, méthode de Boltzmann, intensités relatives de deux raies..) mais nous pourrons également déterminer les rapports de deux intervalles spectraux plus fins et astucieusement choisis, et en calculer les rapports en différents endroits du plasma. Les profils de température du plasma obtenus avec ces diverses méthodes seront ensuite comparés dans le but de valider la faisabilité et l'intérêt de cette nouvelle méthode de diagnostic.

Références

- [1] J. Hlina, J. Slechta, J. Sonsky, A. Gleizes, J.J. Gonzalez & Y. Cressault, *Symposium on Physics of Switching Arc (FSO) I* : 88-91 (2005)
- [2] Y. Cressault, « Propriétés des plasmas thermiques dans les mélanges argon-hydrogène-cuivre », Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse (2001).
- [3] G. Traving, « Plasma diagnostics », **Ch.II**, Lojtte-Holtgreven, Edition (1968)

POSTERS

ETUDE TRIDIMENSIONNELLE DU TRANSFERT D'ENERGIE ENTRE UN ARC ET UN MATERIAU

M. Masquère, J.-J. Gonzalez & P. Freton

*LAPLACE, UMR CNRS 5213, Université Paul Sabatier Toulouse 3,
118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France*

Pour de nombreuses applications industrielles où un arc est créé, la compréhension et la quantification des mécanismes entrant en jeu lors de l'interaction arc-matériau occupe une place prépondérante qui conditionne en partie l'efficacité des procédés.

Les travaux expérimentaux portant sur l'interaction arc-matériau et sur les flux résultants sont cependant peu nombreux. On peut néanmoins citer ceux de Nestor [1] et Tsai [2]. Ces deux auteurs, se sont intéressés au transfert d'énergie et ont mesuré des flux thermiques sur une configuration simplifiée : un arc libre. Les mesures ont été effectuées grâce à un dispositif calorimétrique implanté dans le matériau. L'anode cylindrique a été divisée en deux parties et un bilan de puissance réalisé sur chacune d'elles pour différents chevauchements de l'arc sur chacune des moitiés. Pour remonter au flux, une inversion d'Abel a été utilisée. Ces travaux sont donc restreints à une géométrie présentant une axisymétrie.

Les configurations axisymétriques et stationnaires, étudiées expérimentalement jusqu'à présent, sont loin des problématiques réelles rencontrées notamment lors de la certification de matériaux (problématique liée à l'aéronautique lors du foudroiement d'un aéronef) ou bien lors de l'étude du transfert thermique d'un arc sur une plaque d'acier (problématique relative à la découpe). Pour ces deux exemples la zone affectée par le flux impactant le matériau a une forme quelconque qui fluctue dans le temps

Ainsi, ce papier est axé sur la quantification du transfert d'énergie lorsque l'impact de l'arc sur le matériau présente un caractère tridimensionnel. Cette étude se limite cependant à une problématique stationnaire. Pour pouvoir quantifier la puissance et le flux thermique transférés par l'arc nous avons choisi de travailler à l'aide d'une approche inverse qui peut être appliquée, moyennant les développements appropriés, en deux et trois dimensions. Cette technique consiste, à partir de valeurs locales de la température à l'intérieur du matériau, à quantifier le flux thermique à sa surface et à remonter au champ complet de la température. Nous avons développé cette méthode dans le cadre d'une précédente étude, pour une configuration d'arc transféré présentant une symétrie cylindrique [3-4]. Dans sa partie théorique, cette étude a permis de tester différentes méthodes inverses. Une partie expérimentale sur la configuration d'arc libre a aussi été réalisée en mesurant les valeurs locales de température dans le matériau à l'aide de thermocouples. Pour l'étude théorique, servant à vérifier la validité des méthodes, ces données sont issues de valeurs ponctuelles du champ de température obtenu par le modèle direct.

N'ayant pas encore mis en pratique les développements tridimensionnels, seule une étude théorique tridimensionnelle sera présentée dans le cadre de ce papier.

La mise en place d'une problématique inverse est une étape primordiale pour la quantification expérimentale du flux. Nous avons utilisé la méthode des gradients conjugués qui consiste en la modification itérative du flux appliqué à la surface du matériau par minimisation d'une fonction coût. La fonction coût n'est rien d'autre que la minimisation de la somme de la différence entre les températures locales obtenues (par thermocouples ou sur un champ théorique) et celles calculées en ces mêmes points.

Nous présenterons dans ce travail la capacité de la méthode des gradients conjugués à reconstruire les différents profils de flux thermique dans le cas d'une configuration tridimensionnelle. La disposition des points de température introduits dans la méthode inverse ainsi que la sensibilité de divers paramètres comme par exemple la profondeur des points choisis constitueront l'étude paramétrique entreprise afin de valider l'aptitude et la performance de cette méthode inverse à retrouver des flux tridimensionnels de l'ordre de 10^7W.m^{-2} . Cette première étape théorique est

essentielle avant de pouvoir réaliser les mesures expérimentales permettant de quantifier un flux thermique en 3D et de valider les modèles d'interaction arc – matériau tenant compte du transfert d'énergie.

A titre d'illustration nous présentons sur la figure 1, un des profils sur lequel nous avons travaillé. Ce profil, décentré d'un rayon de 5mm par rapport au centre géométrique du matériau, correspond au cas d'un arc électrique soumis à une force extérieure.

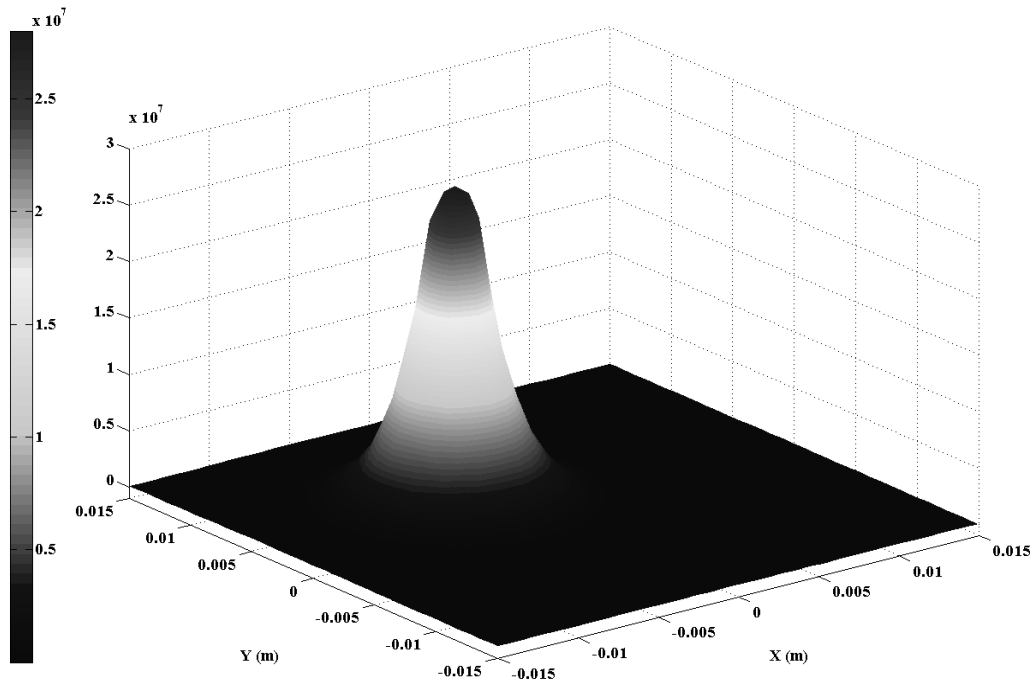


FIG.1. Profil du flux thermique dans le cas d'un arc soumis à une force extérieure.

Références

- [1] Nestor O.H., J. Appl. Phys., **33**, (1638-1348), 1962
- [2] Tsai N.S. and Eagar T.W., Metallurgical transactions B, **16B**, (841-846), 1985
- [3] Masquère M., Thèse Université Paul Sabatier, Toulouse, 2005
- [4] Masquère M. *et al*, J. Phys. D: Appl. Phys., **40**, (432-446), 2007

**OBSERVATION DES TRACES LAISSEES
PAR UN ARC ELECTRIQUE SUR LES SURFACES DES ELECTRODES.
APPLICATION A LA RESOLUTION D'UN PROBLEME INVERSE :
L'ESTIMATION DU BILAN DE PUISSANCE AUX ELECTRODES**

Ph. Testé¹, T. Leblanc¹, R. Andlauer¹ & J. Rossignol²

¹Laboratoire de Génie Électrique de Paris, UMR 8507, Plateau de Moulon, 11 rue Joliot Curie, 91192 Gif-sur-Yvette cedex - France

²Institut Carnot de Bourgogne, UMR 5209, Université de Bourgogne Mirande B.P. 47870 21078 Dijon Cedex - France ,

La connaissance de la puissance et de la densité surfacique de puissance apportée par l'arc à la surface d'une électrode pour une distance inter-électrode faible constitue un élément crucial dans l'amélioration d'appareils électrotechniques de coupure comme les relais ou dans le cas de dépôt de couches minces. Le but de notre travail s'intéresse à évaluer ces grandeurs caractéristiques au moyen d'une méthode de calcul couplant un modèle numérique macroscopique de chauffage de l'électrode par un flux de chaleur et des observations expérimentales de la surface des électrodes après extinction de l'arc électrique. Selon l'hypothèse de départ, l'ensemble des microspots à la surface cathodique est assimilable à l'échelle millimétrique à un unique site émissif de courant dont le cratère est évalué expérimentalement par profilométrie optique 3D.

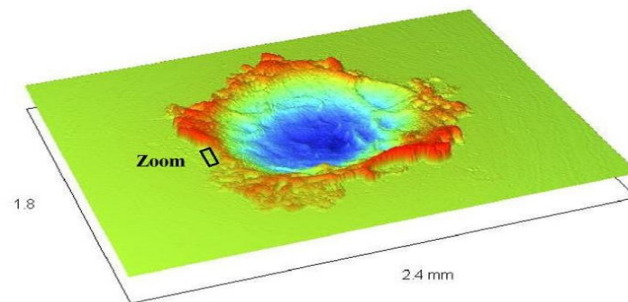


FIG.1. Profilométrie optique de la surface cathodique

L'étude expérimentale sur une série d'essais donne des évaluations du rayon et de la profondeur des traces des spots anodique et cathodique.

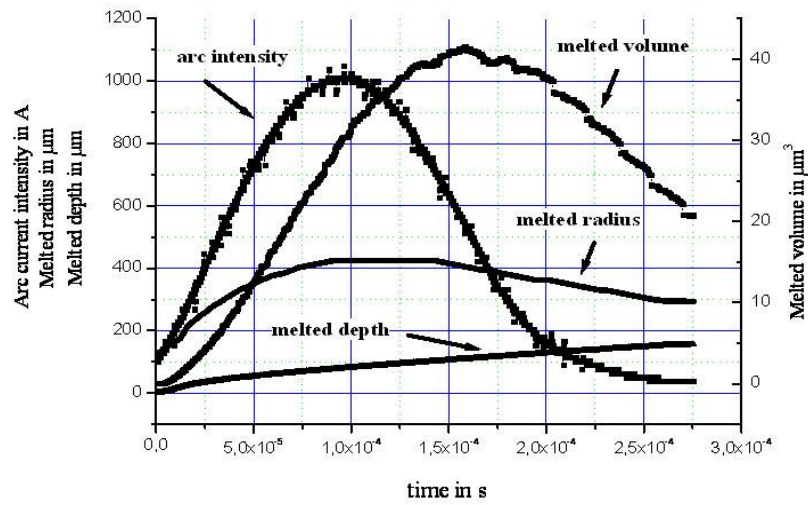


Fig.2. Evolution temporelle du courant de l'arc électrique, de la quantité de matière à la phase liquide, du rayon du cratère ainsi que de la profondeur du spot.

Par comparaison avec les estimations de la quantité de matière à la phase liquide et de la profondeur du cratère durant l'arc par simulation numérique, une gamme de puissance associée à la zone cathodique et à la zone anodique est proposée.

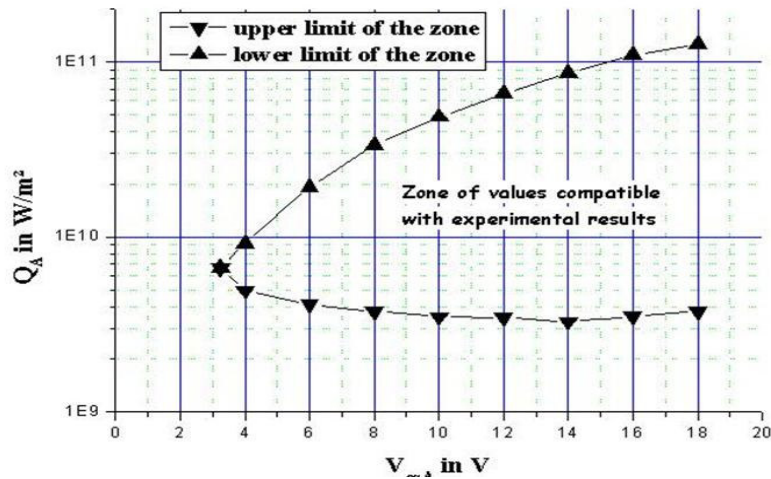


FIG.3. Gamme de densité surfacique de puissance associée à l'anode en fonction de la chute de tension anodique.

DIAGNOSTIC D'UNE ETINCELLE DANS UN MELANGE AIR- METHANE

C. Zaepffel, D. Hong & J.-M. Bauchire

*GREMI UMR6606 CNRS/Université d'Orléans,
14 rue d'Issoudun, BP 6744, 45067 Orléans Cedex 2*

Les études menées sur les moteurs à allumage commandé ont montré que la qualité de l'allumage influence directement la qualité de la combustion, et par la même le rendement et les performances des moteurs [1]. Une meilleure compréhension des processus d'allumage permettrait donc d'améliorer le dispositif courant actuel (la bougie) ou permettrait de mettre au point d'autres solutions. Plusieurs études ont été réalisées dans ce sens. Certaines pour optimiser la bougie, d'autres pour mettre au point de nouvelles techniques comme l'allumage par laser et l'allumage par décharge impulsionnelle nanoseconde [2]. Néanmoins les phénomènes se produisant durant l'allumage ne sont toujours pas complètement décrits. De nombreux facteurs entre en ligne de compte : la richesse du mélange initial, la pression, la géométrie des électrodes, la composition du mélange durant la décharge, l'énergie déposée par le plasma dans le milieu... qui ne facilitent pas l'obtention de résultats fiables.

Afin de mieux comprendre l'influence des décharges électriques sur les processus d'allumage de la combustion et de fournir des données permettant la validation de simulations numériques, une étude expérimentale d'une décharge électrique dans un mélange air/méthane a été menée.

Le réacteur présenté sur la figure 1 est une bombe sphérique de 300 cm³. Le milieu composé d'un mélange air/méthane, à des pressions de 1 à 4 bars, est allumé par une décharge dont les électrodes sont distantes de 1 mm.

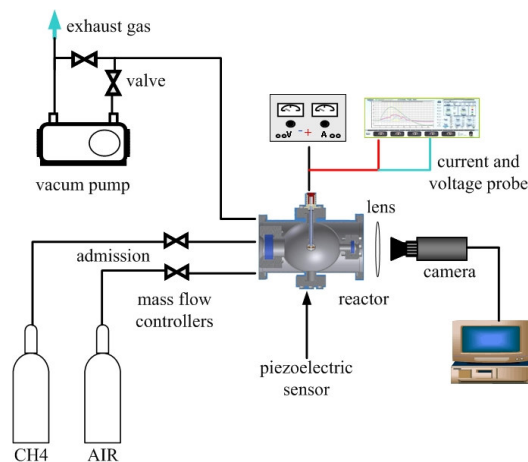


FIG.1. Montage expérimental

Des hublots en quartz sur deux faces opposées du réacteur offrent un accès pour des mesures optiques dans le visible et l'UV. Une caméra ICCD est utilisée pour réaliser l'imagerie résolue en temps de la décharge. La même caméra, couplée à un spectromètre, permet l'analyse spectrale de la lumière émise par le plasma dans la totalité de l'espace inter-électrodes.

Des mesures de courant électrique, de tension ainsi que de l'imagerie rapide ont été effectuées. Elles ont permis de déterminer les temps caractéristiques de la décharge, de la naissance et de la propagation de la flamme.

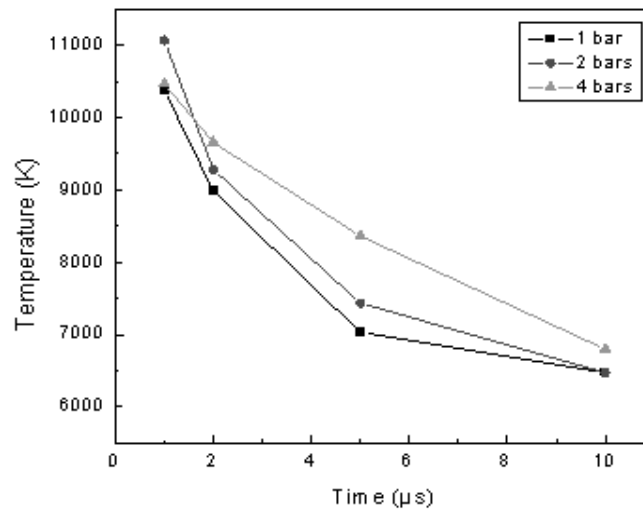


FIG.2. Evolution de la température électronique

L'analyse spectrale résolue en temps des raies de cuivre et d'hydrogène ont été obtenus à différents instants de la décharge. La méthode de Boltzmann a été appliquée à ces résultats et a permis de remonter à la température électronique des premières 10 μs après le claquage. De plus, à partir de l'élargissement Stark des raies H_{α} , H_{β} de l'hydrogène et de la raie de cuivre à 515,32 nm, la densité électronique du plasma a pu être déduite. A partir de ces deux méthodes on a obtenu des températures comprises entre 6,500 K et 11,000 K (cf. figure 2) et une densité électronique comprise entre 10^{16} cm^{-3} et 10^{18} cm^{-3} en fonction du temps et de la pression initiale du milieu [3].

Les résultats obtenus sont en bon accord avec d'autres trouvés dans la littérature [2]. Ce travail a permis d'obtenir les données utiles à la validation d'un modèle de simulation numérique de la phase d'allumage d'un milieu réactif.

Références

- [1] J.B. Heywood, Internal Combustion Engine Fundamentals, first edition, McGraw-Hill 1989
- [2] S.M. Starikovskaia, Plasma assisted ignition and combustion, J. Phys. D: Appl. Phys. **39** pp 265-299 2006
- [3] C. Zaepffel, D. Hong, J.M. Bauchire, Experimental study of an electrical discharge used in reactive media ignition, J. Phys. D: Appl. Phys. **40** (4) 2007

**ANALYSE SPECTROSCOPIQUE
D'UN PLASMA H₂O-CaCl₂ INDUIT PAR IMPACT LASER.
INFLUENCE DE L'AUTOABSORPTION DES RAIES D'OXYGENE**
R. Hannachi^{1,2}, P. Teulet², G. Taïeb³, Y. Cressault², A. Gleizes² & Z. Ben Lakhdar¹

¹LSAMA, Université de Tunis El Manar, Tunis 1060, Tunisie.

²LAPLACE, UMR INP-UPS-CNRS 5213, Université Paul Sabatier Toulouse 3, 118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse cedex 09, France.

³Laboratoire de Photophysique Moléculaire du CNRS, Université Paris XI, Bâtiment 210, 91405 Orsay, France.

L'objectif de ce travail concerne l'étude et le développement d'un procédé de détection de polluants dans l'eau. L'impact d'un faisceau laser sur l'échantillon à analyser engendre la formation d'un panache de plasma. Le spectre d'émission du gaz ionisé permet alors de remonter à la composition élémentaire du matériau. Cette technique de spectroanalyse, connue sous le nom de LIBS (Laser Induced Breakdown Spectroscopy) peut notamment être utilisée pour la détection d'impuretés en milieu aqueux. [1]. Pour être compétitifs, les dispositifs LIBS doivent présenter des seuils de détection très faibles. Avant de pouvoir mettre en oeuvre le procédé LIBS, il est donc nécessaire de définir des procédures de calibration fiables permettant d'accéder aux valeurs absolues de concentrations des polluants. Il est par conséquent indispensable de connaître les profils de température et de densité au sein du plasma. Pour obtenir ces données, on peut utiliser des techniques de diagnostic par spectroscopie d'émission. Certaines raies atomiques peuvent toutefois être affectée par le phénomène d'auto-absorption qui modifie de manière significative leur intensité. Si l'auto-absorption est négligée, les courbes de calibration peuvent être faussées ce qui conduit à des concentrations en polluants erronées.

Dans ce travail, nous présentons l'analyse spectroscopique d'un plasma créé par impact laser pour un mélange H₂O – CaCl₂ (0,05 mol/litre soit une proportion volumique de 0.01%) où le sel d'alcalin joue le rôle d'une impureté. La densité électronique est calculée à partir de l'étude de l'élargissement par effet Stark de la raie d'hydrogène de la série de Balmer H_α (656,4 nm) [2]. La température est obtenue en utilisant la méthode de l'intensité relative [3] des raies de l'oxygène neutre et du calcium ionique. Le phénomène d'auto-absorption est pris en compte en calculant le facteur de fuite [4] des différentes raies atomiques.

Dispositif expérimental

Le montage expérimental est constitué d'un laser Nd : YAG (Quantell Brillant) équipé d'un cristal doubleur et tripleur de manière à pouvoir travailler avec le fondamental (1064 nm), le premier (532 nm) et le deuxième harmonique (355 nm). Le faisceau laser est focalisé par une lentille (f = 150 mm) à la surface de la cible dont on souhaite faire l'analyse. Le rayonnement émis par le plasma est récupéré sur la fente d'entrée d'un monochromateur (f = 600mm, 1200 traits/mm) par l'intermédiaire d'une lentille de 150 mm de focale. A la sortie du monochromateur, une caméra intensifiée ANDOR-istar enregistre le spectre du plasma. La matrice CCD est composée de 1024×512 photodiodes de 24×24 μm.

Densité électronique

La figure 1a présente la variation de la densité électronique en fonction du temps après le pulse laser. Dans les premiers instants, la densité électronique est très élevée ($\approx 7 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$). Ce résultat indique la présence d'une surpression dans le plasma immédiatement après l'impact laser. Comme n_e ne dépasse jamais $2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ dans le cas d'un plasma de vapeur d'eau à la pression atmosphérique, on peut considérer que le plasma n'a relaxé vers la pression ambiante qu'au-delà de $t = 1 \mu\text{s}$.

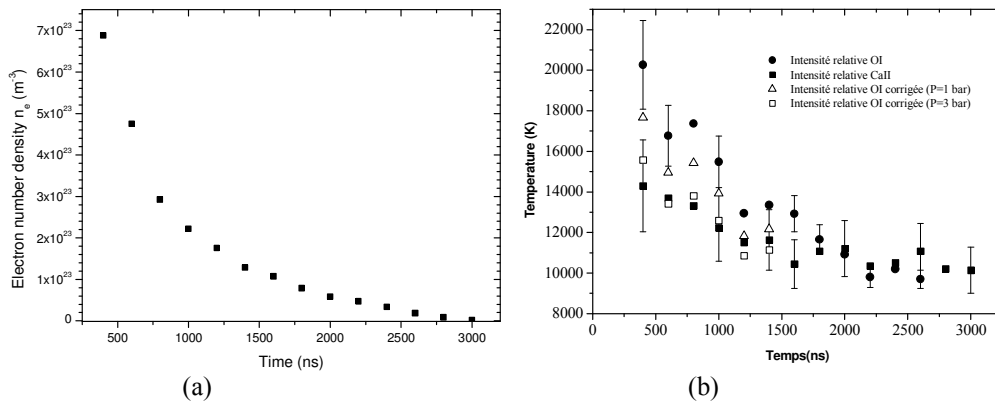


Fig.1 : Densité électronique (a) et température (b) en fonction du temps.

Température

La détermination de la température du plasma est réalisée à partir des intensités relatives des raies de l'oxygène situées à 715,7 nm et 777,3 nm et des raies du calcium ionique à 393,4 nm et 315.9 nm. Lorsque l'auto-absorption est négligée, les deux profils présentent des différences importantes (cf. figure 1b) jusqu'à $t = 1,5 \mu\text{s}$: la température issue des raies de l'oxygène est plus élevée que celle obtenue à partir des raies de Ca^+ . Le calcul du facteur de fuite permet d'estimer l'auto-absorption de chacune des raies utilisées dans nos mesures et de corriger leurs intensités. Pour les raies de Ca^+ , l'effet de l'auto-absorption est négligeable tant que la proportion molaire de CaCl_2 est $< 0,1\%$ et la température $T > 10000 \text{ K}$. Cela nous permet de considérer que le profil de température donné par les raies de Ca^+ est le plus fiable. Pour l'oxygène, la raie à 715,7 nm n'est pas auto-absorbée car le niveau inférieur de cette transition est suffisamment haut en énergie. Par contre, pour le triplet à 777,3 nm, le facteur de fuite varie de manière significative avec la température et la dimension du plasma. Pour remonter à l'intensité corrigée des effets de l'auto-absorption, il suffit de multiplier l'intensité mesurée par le facteur de fuite. On peut alors réévaluer la température en fonction des nouvelles valeurs d'intensités. Sur la figure 1b, on remarque que le meilleur accord entre les températures issues des raies de Ca^+ et de O est obtenu en supposant que la pression est proche de 3 bar. Ce résultat semble confirmer l'existence d'une surpression dans le plasma jusqu'à $t = 1\mu\text{s}$ comme l'avait suggéré les mesures de densité électronique.

Références

- [1] K. Song, Y.I. Lee and J. Sneddon, *Appl. Spectrosc. Rev.* **32** 183 (1997).
- [2] Griem H R, *Spectral lines broadening by plasma*, Academic Press, NY, (1974).
- [3] Vacquié S, *L'arc électrique*, Editions Eyrolles et CNRS éditions (2000).
- [4] H. W. Drawin and F. Emard, *Beitr. Plasmaphysik.* **13** 143 (1973).

CALCUL DE LA COMPOSITION D'UN PLASMA D'AIR A DEUX TEMPERATURES

H. Hingana, Ph. Teulet, Y. Cressault & A. Gleizes

*LAPLACE, UMR CNRS 5213, Université Paul Sabatier Toulouse 3,
118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France*

Pour l'étude des procédés mettant en jeu des arcs électriques, l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL) est souvent considérée. Elle est toutefois très fréquemment mise en défaut. En effet, l'équipartition de l'énergie, indispensable pour considérer l'ETL, peut être remise en cause au proche voisinage des électrodes, en périphérie du plasma ou lors de la phase d'extinction de l'arc. La température cinétique des électrons (T_e) devient alors supérieure à celle des particules lourdes (T_g). Pour étudier théoriquement l'influence des ces écarts à l'équilibre, il est nécessaire de développer des modèles hydrodynamiques multi températures. La mise en place de ces codes numériques est fondée sur des banques de données 2T de propriétés thermodynamiques et de coefficients de transport en fonction de T_e et du rapport $\theta = T_e/T_g$. L'étape initiale et incontournable pour l'obtention des propriétés 2T du plasma est le calcul de sa composition.

Malgré un certain nombre de travaux sur le sujet (cf. [1]), il n'existe pas de consensus définitif dans la littérature et la théorie permettant d'obtenir la composition d'un plasma 2T n'est pas encore clairement établie.

Dans cet travail, nous nous proposons de calculer la composition 2T de plasmas d'argon et d'air stationnaires et homogènes à la pression atmosphérique. Les résultats obtenus aux moyens des différents modèles développés seront confrontés les uns aux autres de manière à faire ressortir l'approche théorique la plus réaliste et la plus fiable permettant d'accéder à la composition 2T du plasma. Dans un premier temps, nous avons utilisé un modèle Collisionnel-Radiatif (CR1) complexe développé récemment dans notre laboratoire [2]. Ce code prend en compte un certain nombre de niveaux électroniques des espèces chimiques suivantes : N_2 , O_2 , NO , O_2^+ , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , O_2^- , N , O , Ar , N^+ , O^+ , Ar^+ , O^- et e^- . Dans le cas de l'air, le système comprend 120 équations de peuplement auxquelles il faut ajouter les contraintes du plasma : neutralité électrique, conservation de la pression et conservation des proportions stoechiométriques du mélange O-N-Ar. Un modèle Collisionnel-Radiatif (CR2) simplifié regroupant les niveaux électroniques des atomes ou des molécules a également été développé. Il tient compte des espèces chimiques suivantes : Ar , Ar^+ , Ar^{++} , O , N , O^+ , O^{++} , N^+ , N^{++} , O^- , O_2 , O_2^+ , O_2^- , N_2 , N_2^+ , NO , NO^+ et les électrons. Pour l'air (l'argon est alors négligé), le système est formé de 15 équations non linéaires. Les résultats issus des codes CR ont été comparés à un troisième modèle (dit pseudo-cinétique) basé sur l'utilisation de la loi d'action de masse à deux températures [1].

Dans le cas du plasma d'argon 2T avec $\theta = 2$, les densités des électrons sont présentées sur la figure 1. Les résultats du modèle CR2 se rapprochent de ceux obtenus dans le cas de l'équilibre thermique. Avec le modèle CR1, nous avons une augmentation rapide de la densité des électrons aux alentours de 7000 K. Au-delà de cette température, la densité des électrons tend vers les valeurs du calcul équilibre. Cela correspond à la transition entre la zone de température où prédominent les collisions entre particules lourdes et la zone où les processus collisionnels électrons-lourds deviennent majoritaires. Pour le modèle pseudo-cinétique, la transition s'opère à 8100 K pour la convergence descendante (le calcul est réalisé avec un pas en température décroissant) et à 10300 K pour le calcul en convergence ascendante. Dans la gamme de température 8100 – 10300 K, il n'a donc plus unicité de la solution lorsque l'on utilise le code pseudo-cinétique.

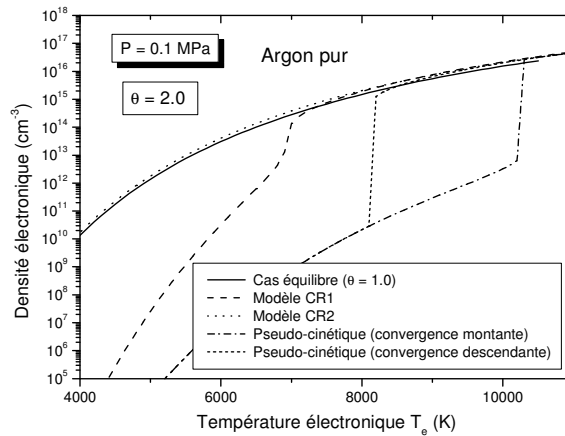


Fig. 1 Densité d'électron pour un plasma d'argon à 2T.

Pour un plasma d'air 2T, les densités électroniques issues des modèles CR1 et pseudo-cinétique sont confrontées sur la figure 2. Contrairement au cas de l'argon, le code CR1 du plasma d'air fait apparaître deux solutions distinctes selon que le calcul de composition est réalisé par une convergence descendante ou une convergence montante. Cet « hystérésis » est toutefois décalé en température par rapport à celui issu du modèle pseudo-cinétique. Pour le modèle CR1, la zone de « non-unicité » de la solution se situe entre 9500 K et 10400 K. Elle est causée principalement par la réaction de recombinaison dissociative ($\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$). en effet, le taux de réaction direct de ce processus dépend de T_e alors que le taux inverse dépend de T_g , ce qui engendre des différences importantes au niveau des densités des espèces chargées selon que l'on effectue le calcul avec des températures croissantes ou décroissantes.

Ces données vont à présent être utilisées pour obtenir les coefficients de transport et les propriétés thermodynamiques d'un plasma d'air à 2 températures.

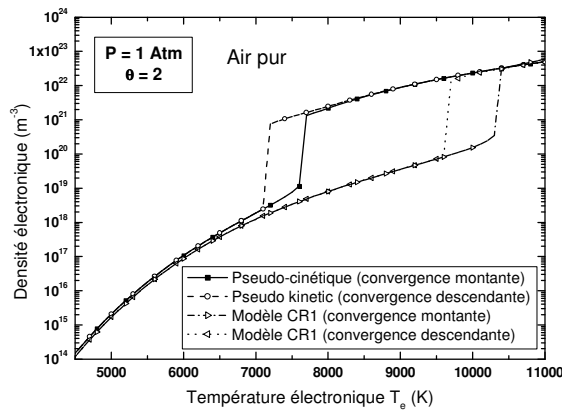


Fig. 2 Densité d'électron pour un plasma d'air à 2T.

Références

- [1] A. Gleizes, B. Chervy & J. J. Gonzalez, *J. Phys. D Appl. Phys.*, **32**, 2060 (1999).
 [2] Ph. Teulet, J. P. Sarrette & A. M. Gomes, *JQSRT*, **70**, 159 (2001).

APPROCHE NUMERIQUE DESCRIPTIVE DE L'INFLUENCE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE SUR UN ECOULEMENT

J.-M. Bauchire¹, D. Semmar^{1,2} & D. Hong¹

¹ GREMI UMR6606 CNRS/Université d'Orléans,
14 rue d'Issoudun, BP 6744, 45067 Orléans Cedex 2

² LApEH, Université Saad Dahleb-Blida,
Route de Soumâa, BP 270, 09000 Blida-Algerie

Bien que le phénomène soit connu depuis longtemps, la mise en mouvement d'un gaz par une décharge électrique ne connaît un fort intérêt que depuis une décennie [1]. Son application potentielle à l'optimisation d'écoulements appliqués, et par voie de conséquence aux économies d'énergie que cela peut entraîner, expliquent ce nouvel intérêt. Facilement observable, ce phénomène n'est pas complètement compris, d'autant plus qu'il dépend de plusieurs paramètres et des différents types de décharges [1-3].

L'étude expérimentale de ces systèmes ne se fait pas sans difficultés. Le plasma généré par des décharges hors équilibre et à pression atmosphérique est souvent instationnaire, peu lumineux et de faible dimensions [4]. L'approche numérique peut dans ce cas apporter de nouveaux éléments d'interprétation.

Avant de se lancer dans une modélisation détaillée d'une décharge, nous avons tenté de reproduire, à l'aide d'un modèle simple, les observations faites lors d'expériences sur un dispositif schématisé figure 1. Il est constitué d'une plaque plane, au bord d'attaque arrondi, et équipé de deux électrodes fils sur la surface supérieure. Ces deux électrodes sont reliées à une alimentation haute tension qui permet de créer une décharge couronne sur la face supérieure de la plaque. Cette dernière est plongée dans un écoulement d'air.

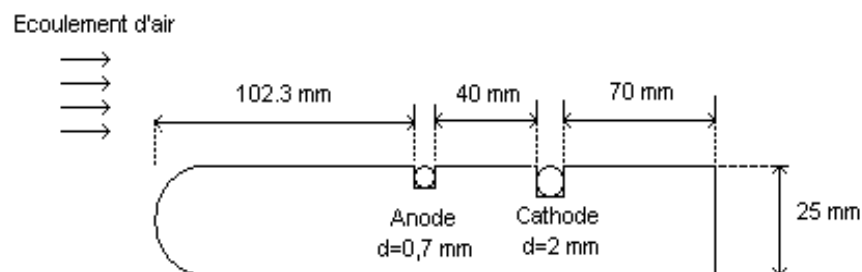


FIG.1. Schéma de principe de la décharge couronne utilisée [5].

A ce dispositif expérimental nous avons associé un domaine de calcul 2D dont le maillage non structuré est composé de 398002 points.

Le modèle mathématique est constitué des équations régissant l'écoulement en régime laminaire (conservation de la masse et de la quantité de mouvement) et de l'équation de Laplace pour le calcul du potentiel électrique. La prise en compte de l'influence du champ électrique sur l'écoulement se fait par l'ajout dans les équations de Navier-Stokes d'un terme de force électrique : $\vec{F}_e = \alpha \vec{E}$, \vec{E} étant le champ électrique et α une constante à déterminer. Cette approche néglige la présence d'une décharge dans la mesure où elle ne prend pas en compte explicitement la présence d'espèces chargées dans le calcul du champ électrique. Une vitesse d'entrée de 5 m/s est imposée et les potentiels aux électrodes sont fixés à -10 kV pour la cathode et 30 kV pour l'anode. La simulation numérique est effectuée à l'aide du logiciel FLUENT dans sa version 6.3.

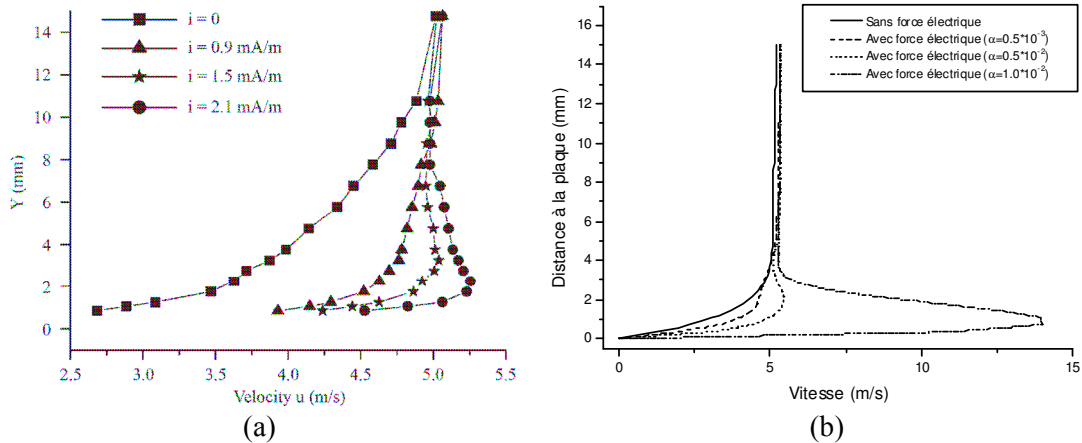


FIG.2. Profils de vitesse à 1cm en aval de la cathode (a) expérience [5] (b) simulation numérique.

Bien que les résultats numériques dépendent du paramètre α , on observe un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux. En l'absence de décharge, le profil de vitesse obtenu est caractéristique de celui d'une couche limite. En présence d'une décharge, l'écoulement subit une accélération dans la zone pariétale entre les électrodes. Dans le modèle utilisé ici, la prise en compte de la force électrique, dans la même zone, semble décrire correctement les observations expérimentales. On peut toutefois observer sur la figure 2 (b) que les résultats numériques sont particulièrement sensibles aux valeurs de α .

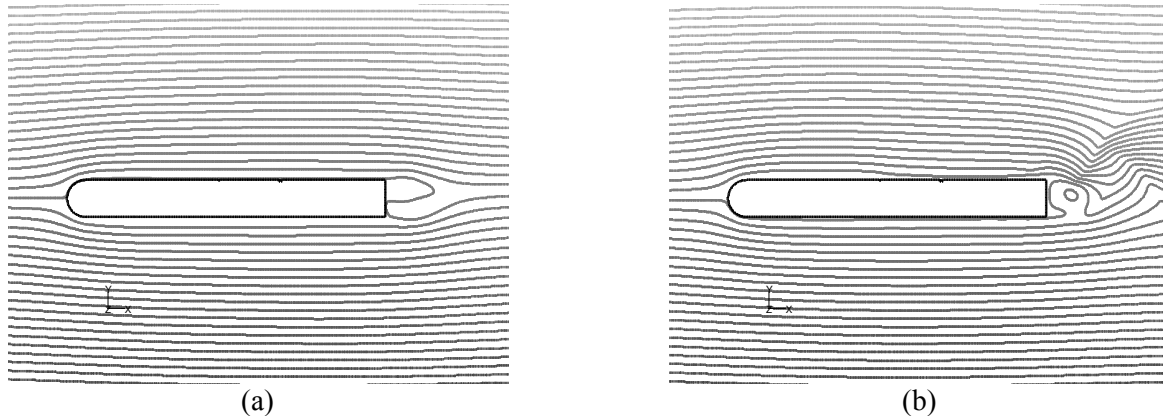


FIG.3. Lignes du champ de vitesse (a) sans force électrique (b) avec force.

On observe aussi, sur la figure 3, la déformation du champ de vitesses ainsi que la modification de la traînée.

Cette approche, bien que simplifiée, nous permet d'obtenir des valeurs pour la constante α que nous allons pouvoir comparer par la suite à celles déduites de modèles plus complets prenant en compte la nature même des décharges. Ces valeurs sont notamment proportionnelles à la densité des espèces chargées et à leur mobilité.

Références

- [1] E. Moreau, J. Phys. D: Appl. Phys., 40 (2007), 605
- [2] J. P. Bœuf and L. C. Pitchford, J. Appl. Phys., 97 (2005), 103307
- [3] J. Pons, E. Moreau and G. Touchard, J. Phys. D: Appl. Phys., 38 (19) (2005), 3635
- [4] B. Dong, P. Magnier, J.M. Bauchire, J.M. Pouvesle, J. Hureau, D. Hong, XVI Int. Conf. Gaz Discharges, Vol. 1, pp 238 (2006)
- [5] E. Moreau, L. Léger, G. Touchard, J. Electrostatics, 64 (3-4) (2005), 215