

12^{ème} Congrès de la division plasmas de la Société Française de Physique



22-24 mai 2012

Polytech Orléans - Site Galilée

plus d'infos sur : <http://sfp-plasmas2012.sciencesconf.org/>



POLYTECH[®]
ORLÉANS
École d'Ingénieurs de l'Université d'Orléans

12^{ème} Congrès de la division plasmas de la Société Française de Physique

La progression moderne de nos connaissances du plasma concerne de nombreuses grandes disciplines de la physique et de la chimie (optique, physique atomique et moléculaire, physico-chimie des matériaux, physique statistique, astrophysique...).

Des avancées extrêmement variées et complexes, fondamentales ou appliquées, s'appuient sur cette remarquable pluridisciplinarité.

Le congrès biennal de la division Plasmas de la Société Française de Physique rassemble chercheurs, enseignants-chercheurs et doctorants et couvre les trois grandes familles de la discipline :

- les plasmas froids et industriels,
- les plasmas chauds,
- les plasmas naturels.

Les conférences, au caractère pédagogique marqué, ont un objectif double : faire découvrir les avancées récentes et proposer un état de l'art pour ces trois grandes familles.

Le livret présente les thèmes abordés par chacun des orateurs dans l'ordre chronologique du déroulement de la manifestation.

Les sujets des affiches sont quant à eux répertoriés selon leur grand domaine et apparaissent selon l'ordre de leur soumission.

Les résumés soumis hors délais d'impression sont inclus dans la version en ligne.

Nous espérons que ce 12^{ème} congrès sera le lieu de fructueux et cordiaux échanges entre toutes les générations de plasmiciens et dans tous les domaines.

Titaina Gibert et Stéphane Mazouffre

Comité scientifique - Bureau de la division Plasmas de la Société Française de Physique

Matthieu Berthomier (LPP)

Peter Beyer (PIIM)

Fabien Dorchies (CELIA)

Gabriel Fruit (CESR)

Laurent Garrigues (LAPLACE)

Nicolas Gherardi (LAPLACE)

Titaina Gibert (GREMI)

Christian Grisolia (CEA/DRFC)

Michel Koenig (LULI)

Nicolas Lemoine (IJL)

Stéphane Mazouffre (ICARE)

Tiberiu Minea (LPGP)

Jérôme Petri (Obs. Astr. de Strasb.)

Comité local d'organisation

Titaina Gibert (GREMI) Responsable

Stéphane Mazouffre (ICARE) Co-responsable

Maxime Mikikian (GREMI) Secrétaire

Olivier Aubry (GREMI)

Pascal Brault (GREMI)

Thierry Dudok de Wit (LPC2E)

Mireille Gaillard (GREMI)

Sylvie Jauffrion (GREMI)

Vladimir Krasnoselskikh (LPC2E)

Viviana Lago (ICARE)

Aurélien Lejeune (ICARE)

Aurélie Marchaudon (LPC2E)

Jean-Michel Pouvesle (GREMI)

Orélien Randriamboarison (LPC2E)

Anne-Lise Thomann (GREMI)

Ce 12^{ème} congrès a bénéficié du soutien des laboratoires Orléanais

GREMI - Groupe de Recherches sur l'Energétique des Milieux Ionisés
UMR7344 CNRS/Université d'Orléans

ICARE - Institut de Combustion Aérodynamique Réactivité et Environnement
UPR3021 CNRS

LPC2E - Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace
UMR7328 CNRS/Université d'Orléans

Les supports visuels ont été réalisés par Linda Jeuffrault, Service de la Communication de la délégation régionale Centre-Poitou-Charentes du CNRS.

PROGRAMME

mardi 22 mai 2012

| HEURES | ÉVÉNEMENT |
|---------------|--|
| 08:30 - 09:30 | Accueil |
| 09:30 - 09:45 | Ouverture du Congrès |
| 09:45 - 10:30 | État de l'Art des Accélérateurs à Plasma-Laser <i>Victor Malka, Laboratoire d'Optique Appliquée, Palaiseau</i> |
| 10:30 - 11:00 | Pause café |
| 11:00 - 11:45 | Les Phénomènes Lumineux Transitoires (TLE) et les Bouffées de Rayonnement Gamma d'Origine Terrestre (TGF) Observés dans l'Atmosphère au Dessus des Cellules Orageuses Actives <i>Jean-Louis Pinçon, Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace, Orléans</i> |
| 11:45 - 12:30 | Les technologies plasma et la valorisation énergétique de la biomasse <i>Jean-Marie Cormier, Groupe de Recherches sur l'Énergétique des Milieux Ionisés, Orléans</i> |
| 12:30 - 14:00 | Déjeuner |
| 14:00 - 15:30 | Session Affiches 1 |
| 15:30 - 16:00 | Pause café |
| 16:00 - 16:45 | Turbulence et chauffage dans le vent solaire: des échelles MHD aux échelles électroniques <i>Fouad Sabraoui, Laboratoire de Physique des Plasmas, Palaiseau</i> |
| 16:45 - 17:30 | Caractérisation Électro-thermique des Décharges à Barrières Diélectriques à Pression Atmosphérique pour les Procédés Aérosols <i>Nicolas Jidenko, Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Orsay</i> |

mercredi 23 mai 2012

| HEURES | ÉVÉNEMENT |
|---------------|---|
| 08:30 - 09:15 | Étude de la matière sous conditions extrêmes sur les installations FEL <i>Marion Harmand, DESY, Hambourg</i> |
| 09:15 - 10:00 | Physique des plasmas et Structure Interne des Planètes <i>F. Guyot, Institut de minéralogie et de physique des milieux condensés, Institut de Physique du Globe de Paris</i> |
| 10:00 - 10:30 | Pause café |
| 10:30 - 11:15 | Synthèses et mécanismes de croissance de nano-objets sur des surfaces par plasma atmosphérique <i>Thierry Belmonte, Institut Jean Lamour, Nancy</i> |
| 11:15 - 12:00 | Conséquences de l'interaction plasma paroi dans les tokamaks : le piégeage du tritium et la création de poussières <i>Christiane Grisolia, Institut de Recherche sur la Fusion par confinement Magnétique (ex DRFC), Saint-Paul-Lez-Durance</i> |
| 12:00 - 13:30 | Déjeuner |
| 13:30 - 15:00 | Session Affiches 2 |
| 15:00 - 15:15 | Prix R. Pellat |
| 15:15 - 15:45 | Lauréat Prix R. Pellat 2011 New insights into electron transport in Hall plasma thrusters: the collective Thomson scattering diagnostic , <i>Sedina Tsikata, Institut de Combustion, Aérodynamique, Réactivité, Environnement, Orléans</i> |
| 15:45 - 16:00 | Remise du prix |
| 16:00 - 19:00 | Visite du Parc Floral |
| 19:00 - 23:00 | Dîner de Gala |

jeudi 24 mai 2012

| HEURES | ÉVÉNEMENT |
|---------------|---|
| 08:30 - 09:15 | Phénomènes d'auto-organisation dans les plasmas froids <i>Jean-Pierre Boeuf, Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie, Toulouse</i> |
| 09:15 - 10:00 | Mécanismes multi-échelles de génération d'îlots magnétiques par une turbulence d'interchange <i>Olivier Agullo, Physique des interactions ioniques et moléculaires, Marseille</i> |
| 10:00 - 10:30 | Pause café |
| 10:30 - 11:15 | Production d'ions négatifs en surface. Application à la fusion magnétique contrôlée <i>Gilles CARTRY, Physique des interactions ioniques et moléculaires, Marseille</i> |
| 11:15 - 12:00 | Les magnétosphères en rotation rapide des planètes géantes <i>Nicolas André, Institut de recherche en astrophysique et planétologie, Toulouse</i> |
| 12:00 - 12:15 | Discours de clôture |
| 12:15 - 14:30 | Repas fermier |
| 14:30 - 17:00 | Visite des laboratoires |

Table des matières

Oratrices et orateurs invités

| | |
|--|----|
| I1 - État de l'Art des Accélérateurs à Plasma-Laser, V Malka | 1 |
| I2 - Les Phénomènes Lumineux Transitoires (TLE) et les Bouffées de Rayonnement Gamma d'Origine Terrestre (TGF) Observés dans l'Atmosphère au Dessus des Cellules Orageuses Actives, JL Pinçon..... | 5 |
| I3 - Les technologies plasma et la valorisation énergétique de la biomasse, JM Cormier..... | 8 |
| I4 - Caractérisation Electro-Thermique des Décharges à Barrières Diélectriques à Pression Atmosphérique pour les Procédés Aérosols, N Jidenko et al..... | 11 |
| I5 - Étude de la matière sous conditions extrêmes sur les installations FEL, M Harmand et al..... | 15 |
| I6 - Physique des plasmas et Structure Interne des Planètes, F Guyot et al..... | 19 |
| I7 - Synthèses et mécanismes de croissance de nano-objets sur des surfaces par plasma atmosphérique, T Belmonte et al. | 21 |
| I8 - Conséquences de l'interaction plasma paroi dans les tokamaks : le piégeage du tritium et la création de poussières, C Grisolia..... | 25 |
| I9 - New insights into electron transport in Hall plasma thrusters: the collective Thomson scattering diagnostic, S Tsikata..... | 27 |
| I10 - Phénomènes d'auto-organisation dans les plasmas froids, JP Boeuf et al. | 32 |
| I11 - Mécanismes multi-échelles de génération d'îlots magnétiques par une turbulence d'interchange, O Agullo et al..... | 34 |
| I12 - Production d'ions négatifs en surface. Application à la fusion magnétique contrôlée, G Carty..... | 38 |
| I13 - Les magnétosphères en rotation rapide des planètes géantes, N André..... | 41 |

Communications par affiches

| | |
|--|----|
| A1 - Whistler wave propagation in almost pure ion plasmas, C Krafft..... | 45 |
| A2 - Electron velocity diffusion in plasma waves, C Krafft..... | 46 |
| A3 - Une nouvelle méthode d'exploitation du spectre de C ₂ , C de Izarra et al..... | 47 |
| A4 - Contribution à la caractérisation d'une DBD surfacique : Influence du rapport volumique N ₂ /O ₂ sur le comportement de la décharge électrique, P Audier et al..... | 48 |
| A5 - Mesures de températures dans les plasmas hors-équilibre avec le spectre UV du radical OH, G de Izarra et al..... | 49 |
| A6 - Dérive électronique dans une décharge RF magnétisée, S Mazouffre..... | 50 |
| A7 - Détermination de l'énergie transférée aux surfaces lors de la modification de matériaux par procédés plasmas basse pression, PA Cormier..... | 51 |
| A8 - Caractérisation optique de couches minces organiques produites par plasma RF : effet de la composition gazeuse, A Mahjoub et al..... | 52 |
| A9 - Étude de la formation de particules dans un plasma RF argon/C ₂ H ₂ , S Dap..... | 53 |

| | |
|--|----|
| A10 - Étude expérimentale du transport du plasma à travers un filtre magnétique appliquée à la source d'ions négatifs d'ITER, R Baude et al..... | 54 |
| A11 - Modélisation du Fonctionnement d'un Gyrolaser He-Ne, JS Macé..... | 55 |
| A12 - Étude des Plasmas H ₂ /CH ₄ à Haute Densité de Puissance pour la Croissance de Diamant par Déposition Chimique en Phase Gazeuse (CVD), N Derkaoui et al..... | 56 |
| A13 - Conversion de l'Éthanol par DBD dans l'Air, S Lovascio..... | 57 |
| A14 - La Pulvérisation Plasma au GREMI : Expériences et Simulations, A Caillard et al..... | 58 |
| A15 - Influence de la cathode dans la déviation du faisceau d'ions d'un propulseur à effet Hall, G Bourgeois..... | 59 |
| A16 - Mesures résolues en temps des propriétés électroniques dans la plume d'un propulseur à effet Hall, K Dannenmayer et al..... | 60 |
| A17 - Instabilités dans les plasmas poussiéreux: Exploration par imagerie rapide, H Tawidian et al..... | 61 |
| A18 - Application de la Fluorescence Induite par Laser dans les plasmas poussiéreux, H Tawidian et al..... | 62 |
| A19 - Influence de la croissance et de la présence de particules sur les caractéristiques optiques et la température électronique d'un plasma rf (13,56 MHz) poudreux de méthane-azote, V Massereau-Guilbaud et al..... | 63 |
| A20 - Réduction de la diffusion Brillouin stimulée induite par l'autofocalisation pour un faisceau gaussien dans un plasma inhomogène en expansion: approche variationnelle et méthode de Lagrangien moyen en plasma inhomogène, PE Masson-Laborde..... | 64 |
| A21 - PEMFC Ultra Performante : Vers la Nécessité d'une Optimisation Harmonieuse de l'Élaboration du Cœur de Pile jusqu'à son Utilisation, M Mougenot et al..... | 65 |
| A22 - Spectroscopie de Plasma induit par laser pour l'analyse des composants face au plasma de tokamaks : Étude paramétrique et mesures autocalibrées, L Mercadier et al..... | 66 |
| A23 - Étude de la Chimie d'un Plasma d'Hélium à Pression Atmosphérique, M Foletto et al..... | 67 |
| A24 - Expériences d'interaction laser-plasma sur la LIL, P Loiseau..... | 68 |
| A25 - Caractérisation du propulseur PEGASES en opération avec du xénon, D Gerst et al..... | 69 |
| A26 - Vitesses des ions Xe II et Kr II dans une source d'ions en champs croisés, A Lejeune et al..... | 70 |
| A27 - Caractérisation d'un jet de plasma froid pour des applications biomédicales, D Riès et al..... | 71 |
| A28 - Modifications de morphologie de surface par traitement laser pico et nanosecondes de couches minces de cuivre élaborées par pulvérisation magnétron, TTD Huynh et al..... | 72 |
| A29 - Analyse Spectroscopique et Simulation d'un Panache Plasma d'Ablation Laser d'Oxydes Métalliques Complexes, JF Lagrange et al..... | 73 |
| A30 - Caractérisation de matrices de micro plasmas sur silicium, MK Kulsreshath..... | 74 |
| A31 - Spectra emitted Cryoplasma in Helium, Thv Nguyen..... | 75 |
| A32 - Simulation PIC-MCC du plasma dans un réacteur magnétron DC en modes équilibré et déséquilibré, L Caillault et al..... | 76 |
| A33 - Plasma micro-onde dans des fibres capillaires de 100 µm de diamètre, O Leroy et al..... | 77 |
| A34 - Rôle des Électrons sur la Formation de Gaine dans les Plasmas Électronégatifs, N Oudini..... | 78 |

| | |
|--|----|
| A35 - Caractérisation des Frontières de la Magnétosphère Terrestre à partir d'Ondes Radio Observées par les Satellites Cluster, P Decreau et al..... | 79 |
| A36 - Étude de l'accélérateur de l'Injecteur de Neutres d'ITER, A Revel et al..... | 80 |
| A37 - Croissance de nanostructures d'oxyde de cuivre de morphologies contrôlées par une micro-post-décharge à pression atmosphérique, A Altaweel et al..... | 81 |
| A38 - Évolution de la FDEE et de la température électronique au travers de différentes configurations de champs magnétiques, J Bredin et al..... | 82 |
| A39 - Influence de l'air ambiant sur la post-décharge en écoulement d'un plasma Ar/O ₂ radiofréquence à pression atmosphérique, C Duluard et al..... | 83 |
| A40 - Analyses par Sonde de Langmuir et par Spectroscopie d'Émission Optique d'un Plasma de Type RFIPVD pour le Dépôt de Couche Minces de Cuivre Sur PPS, I Guesmi et al..... | 84 |
| A41 - Analyse Automatisée de Films Vidéo Rapide : Application à Deux Situations Rencontrées en Physique des Plasmas, A Melhem et al..... | 85 |
| A42 - Thermographie de la couronne solaire par séparation aveugle de sources, T Dudok de Wit et al..... | 86 |
| A43 - Mesure in situ de la densité de courant dans un plasma, T Dudok de Wit et al..... | 87 |
| A44 - Whistler-mode Chorus Wave-Normal Distribution and Electron Scattering in the Radiation Belts, O Agapitov et al..... | 88 |
| A45 - Chorus type whistler wave distributions in the radiation belts and inner magnetosphere using ray tracing, H Breuillard et al..... | 89 |
| A46 - Caractérisation des vitesses des ions XeII dans la plume d'un propulseur à effet hall, F Diop..... | 90 |
| A47 - Caractéristiques électriques et thermiques d'une décharge d'arc dans un mélange Ar-CO ₂ , N Cerqueira et al..... | 91 |
| A48 - Caractérisation et optimisation d'une source Plasma Gun générant des colonnes de plasma pulsées à la pression atmosphérique (PAPS), V Sarron et al..... | 92 |
| A49 - Croissance de Nanostructures de Carbone par Plasma et Détermination de leurs Propriétés Électriques et Thermiques, M Gaillard et al..... | 93 |
| A50 - Résultats expérimentaux sur la génération des germes de champ magnétique dans les ondes de choc produits par laser, R Yurchak..... | 94 |
| A51 - Plasma polymers with adjustable wetting behavior, J Berndt et al..... | 95 |
| A52 - Analyses ex-situ des nanoparticules synthétisées par plasma, I Chiboub et al..... | 96 |
| A53 - Gazéification de la biomasse assistée par plasma non-thermique, P Escot Bocanegra et al..... | 97 |
| A54 - Décomposition du toluène dans l'air par un procédé associant plasma non-thermique et catalyseurs, T Pham Huu et al..... | 98 |
| A55 - Sonde Stylo-bille pour la mesure du potentiel plasma, G Bousselin et al..... | 99 |

Oratrices et orateurs invités

Etat de l'Art des Accélérateurs à Plasma-Laser

V. Malka

¹ *Laboratoire d'Optique Appliquée, École Nationale Supérieure des Techniques Avancées,
École Polytechnique, CNRS, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France.*

mél: victor.malka@ensta.fr

La découverte de la supraconductivité à basse température (4 Kelvin) du mercure refroidi à l'hélium liquide, réalisée par K. Onnes en 1911, a ouvert un champ de recherche très actif. Après des décennies d'effort, les chercheurs ont été en mesure de produire de nouveaux matériaux supraconducteurs qui travaillent à de plus hautes températures. Même si il reste encore beaucoup de questions fondamentales, la maîtrise de la supraconductivité a permis la découverte d'importantes applications par exemple en imagerie par résonance magnétique (IRM) pour la médecine, dans les transports (trains à suspension magnétique), et dans les accélérateurs modernes (cavités supraconductrices). En parallèle, depuis la réalisation du premier faisceau d'ion mercure à 1.26 MeV faite par E. O. Lawrence, les accélérateurs ont gagné en efficacité et en performance. Avec un marché de plusieurs milliards d'euros par an, les accélérateurs sont utilisés aujourd'hui dans de nombreux domaines tels que le traitement du cancer, l'implantation ionique, la production de radio-isotopes, la sécurité, etc...

Les machines les plus énergiques, qui délivrent des faisceaux de particules à des énergies supérieures à 1 GeV, ne représentent que 1% du nombre total des accélérateurs. Elles ont été développées pour la recherche fondamentale, par exemple pour la production de faisceaux intenses de rayons X dans le schéma de laser à électrons libres. Ces sources X ont un intérêt pour l'étude des phénomènes rapides ultra, par exemple, en biologie, elles permettent de suivre l'évolution de molécules biologiques telle que l'ADN, ou dans la science des matériaux. Les accélérateurs de plus grandes énergies sont essentiels pour répondre aux questions fondamentales concernant l'origine de l'univers, l'énergie sombre, le nombre de dimension de l'espace, etc .. Le plus grand accélérateur disponible, le LHC (Large Hadron Collider), permettra, probablement dès cette année, de révéler les propriétés du boson de Higgs.

Les accélérateurs modernes utilisent des cavités supraconductrices aux seins desquelles des ondes radio-fréquence (RF) sont produites pour accélérer les particules chargées. Cette technologie, développée depuis plus d'un demi-siècle a fait ses preuves : elle permet de produire des faisceaux de particules de très bonne qualité et avec une grande stabilité. Pour éviter les phénomènes de claquage qui endommagent les cavités, le champ accélérateur ne peut dépasser les quelques dizaines de mégavolts par mètre. Les plasmas étant des milieux ionisés, les problèmes de claquage ne se posent plus et des champs électriques très intenses peuvent s'y propager. On est ainsi capable de produire des champs électriques de l'ordre de quelques centaines de gigavolts par mètre [1], soit plus de 10 000 fois plus élevés que les champs utilisés dans les accélérateurs conventionnels. C'est en focalisant une impulsions laser intense (énergie de l'ordre du Joule et durée de quelques dizaines de fs) dans une cible gazeuse ou déjà à l'état de plasma que l'on crée les champs électriques très intenses. Lorsqu'elle pénètre dans le plasma, l'impulsion lumineuse exerce une pression très forte sur les électrons par le biais de la force pondéromotrice. Cette force, proportionnelle au gradient de l'éclairement laser, va chasser les électrons de son passage, les écartant de leur position d'équilibre. Les ions plus lourds, qui n'ont pas encore eu le temps de bouger vont rappeler les électrons qui vont ainsi osciller à la fréquence plasma ($\omega_p = e^2 n_{e0} / m \epsilon_0$ où e et m sont la charge

et la masse de l'électron et n_{e0} est la densité du plasma. Ces séparations de charges se traduisent par une perturbation de la densité d'électrons du plasma qui se propage avec une vitesse de phase v_p proche de la vitesse de la lumière. Le champ électrique longitudinal correspondant est alors très intense. Il a une amplitude maximale $E_{z\max} = mc\omega_p\delta/e$, proportionnel à l'amplitude de la perturbation de densité δ . En unité pratique $E [\text{V/m}] = 96 \delta n^{1/2} [\text{cm}^{-3}]$. Soit par exemple, $E_z = 300 \text{ GV/m}$ pour $n_{e0} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $\delta = 1$. La figure 1 illustre, dans le cas non linéaire ($\delta > 1$), la perturbation de densité électronique et montre le champ électrique associé.

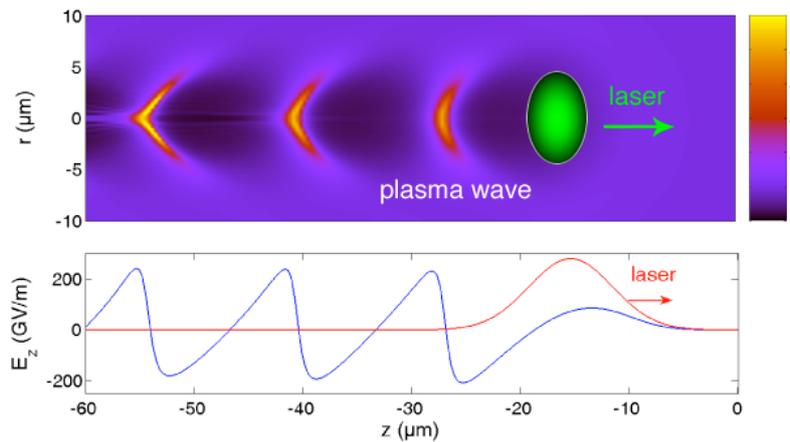


Figure 1 : Onde de sillage créée par laser, en haut : perturbation de densité électronique, en bas : champ électrique longitudinal sur l'axe laser.

Un électron peut alors gagner de l'énergie dans ces champs électriques longitudinaux s'il possède une vitesse initiale suffisante pour y être piégé. A cette condition l'électron acquiert une énergie maximale donnée par $\Delta E \simeq eE_z L_{\text{deph}}$, où $L_{\text{deph}} = \lambda_p^3 / 2\lambda_0^2$ est la longueur de déphasage (λ_p et λ_0 sont les longueurs d'onde plasma et laser). La longueur de déphasage représente la distance qu'un électron met pour passer d'une zone accélératrice à une zone décélératrice de l'onde plasma. Pour obtenir des faisceaux d'électron de bonnes qualités, il faut injecter le plus grand nombre d'électrons avec la bonne phase dans l'onde plasma. Le champ électrique n'étant pas constant, il convient de les injecter sur une petite fraction de la longueur d'onde plasma λ_p , de sorte que le champ accélérateur E_z soit identique pour tous les électrons à injecter. Concrètement, il est donc nécessaire d'injecter un faisceau d'électrons ultra bref de durée inférieure à la durée de l'impulsion laser, c'est à dire de quelques dizaines de femtoseconde. Cela constitue un réel défi puisqu'il n'existe actuellement pas de sources de particules aussi courtes disponibles en laboratoire. Pour pallier ce problème nous avons réalisé l'injection des électrons de façon tout optique [2]: deux faisceaux laser ultra-courts interagissant avec le plasma ont permis le contrôle de l'injection et l'accélération des électrons. Le schéma de principe de la méthode de collision d'impulsions laser est illustré sur la figure 2. Ce schéma permet l'obtention de faisceaux d'électrons plus stables, de plus faible dispersion en énergies, et mieux contrôler que le schéma de la bulle [3] (aussi appelé régime d'autoinjection).

Les expériences de collision d'impulsion réalisées au LOA ont permis la production de faisceaux d'électrons de 300 MeV avec des distributions quasi-monoénergétiques, de très faibles dispersion en énergie de l'ordre de 1%, et d'une remarquable stabilité tir à tir (fluctuation de quelques % des paramètres). De plus, cette méthode permet un degré de contrôle important sur l'injection des électrons : on peut par exemple régler la charge du faisceau d'électrons en modifiant l'éclairement de l'impulsion d'injection ou sa polarisation.

Il est également possible de régler facilement l'énergie du faisceau d'électrons en changeant la position de recouvrement des impulsions laser.

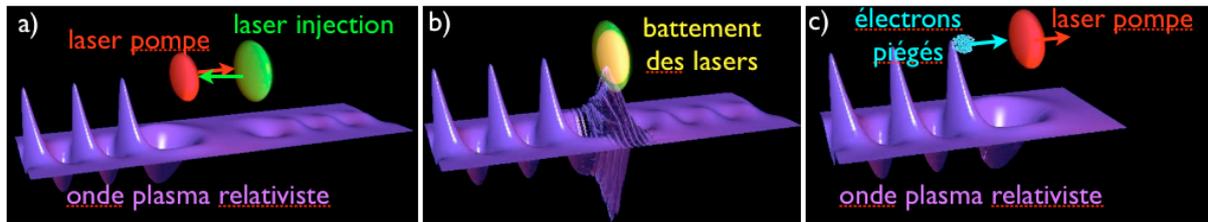


Figure 2 : principe du schéma de collision d'impulsion. a) l'impulsion pompe crée l'onde plasma accélératrice, b) les impulsions chauffent lors de leur battement certains électrons, c) les électrons piégés sont accélérés dans le sillage de l'impulsion laser pompe.

Le meilleur contrôle de l'injection a permis (i) de réaliser des études fondamentales sur les processus d'interaction laser-plasma-faisceau d'électron : inhibition des ondes plasmas, effet de beam loading (réponse électrique du plasma au faisceau d'électron), et des mécanismes de chauffage, (ii) de caractériser très finement le courant crête du faisceau d'électron. Ce courant de quelques kA (faisceau ultra bref de quelques fs et de quelques pC) [4] est comparable à celui utilisé au SLAC pour saturer le laser à électron libre LCLS en Californie.

Comme nous l'avons vu, les progrès réalisés ces dernières années tant sur la compréhension des processus physique que sur la qualité des faisceaux d'électron sont considérables. Ces progrès ont permis de faire émerger un ensemble d'applications tout à fait pertinentes qui résultent des propriétés des faisceaux créés par laser : brièveté, taille, qualité et coût de la source. Nous proposons ici quelques exemples d'applications qui illustrent bien les perspectives originales de ces sources [5]. Un exemple d'applications concerne l'utilisation de faisceau d'électrons de forte énergie (dans la gamme 150-200 MeV) pour la radiothérapie [6]. À ces énergies, le profil de dose est beaucoup plus plat, du fait de la faible diffusion latérale, que les profils de dose obtenus par des faisceaux de rayons X ou par des électrons de plus faible énergie. Ainsi, ces faisceaux d'électrons sont mieux adaptés au traitement de certains cancers que ces autres sources. La figure 3 montre des simulations de dépôt de dose dans le cas d'un cancer de la prostate réalisées en utilisant 7 angles d'irradiation par faisceaux d'électrons ou par faisceaux de rayon X. La comparaison indique clairement l'amélioration du traitement « électrons » : d'une part la dose déposée dans le milieu sain est réduite et d'autre part le contour de la tumeur est mieux respecté (figure 3).

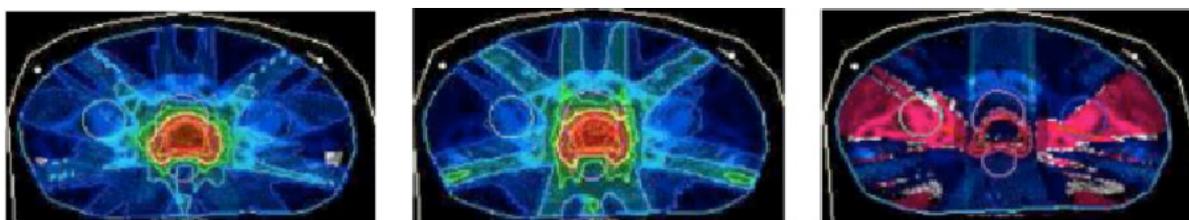


Figure 3 : Iso-doses dans le cas d'une tumeur cancéreuse de la prostate irradiée à 7 angles, à gauche (électron à 250 MeV, au centre rayons X, et à droite différence électrons/X)

Un autre exemple d'utilisation de ces accélérateurs laser plasma concerne l'inspection non destructive et à haute résolution spatiale de la matière dense [7]. Il est possible, à partir du faisceau d'électrons, de produire une source secondaire de rayons gamma d'énergie de la dizaine de MeV. Ces sources sont simplement produites lors du ralentissement des électrons

énergétiques dans une feuille de métal lourd. Les images présentées sur la figure 4 représentent la radiographie gamma d'un objet étalon : une sphère de tungstène de 20 mm de diamètre, comprenant des structures usinées. La figure de gauche représente une coupe de l'objet, et celle de droite l'image mesurée. L'analyse de ces images permet de déduire une dimension de source de 50 microns, plus petite que ce que l'on obtient par les techniques existantes. De telles sources présentent un intérêt pour l'imagerie de petits défauts à l'intérieur de matériaux sensibles (moteurs, train d'atterrissage, coeur de réacteur, etc.). Finalement, on peut également utiliser ces électrons pour les faire rayonner par effet synchrotron ou Compton. Il est alors possible d'obtenir une source X avec des énergies dans le domaine de la dizaine de keV par rayonnement bêta-tron [8] (oscillations des électrons causées par les champs électriques radiaux dans la bulle plasma) ou de plusieurs centaines de keV par collision avec un faisceau laser intense [9]. Ces sources X produites sont ultra brèves (durée de l'ordre de la dizaine de fs) et elles émanent d'un point source extrêmement petit (de l'ordre du micron). Ici encore, cette nouvelle source X est très prometteuse pour l'étude de la dynamique de la matière sur des échelles de temps ultracourt.

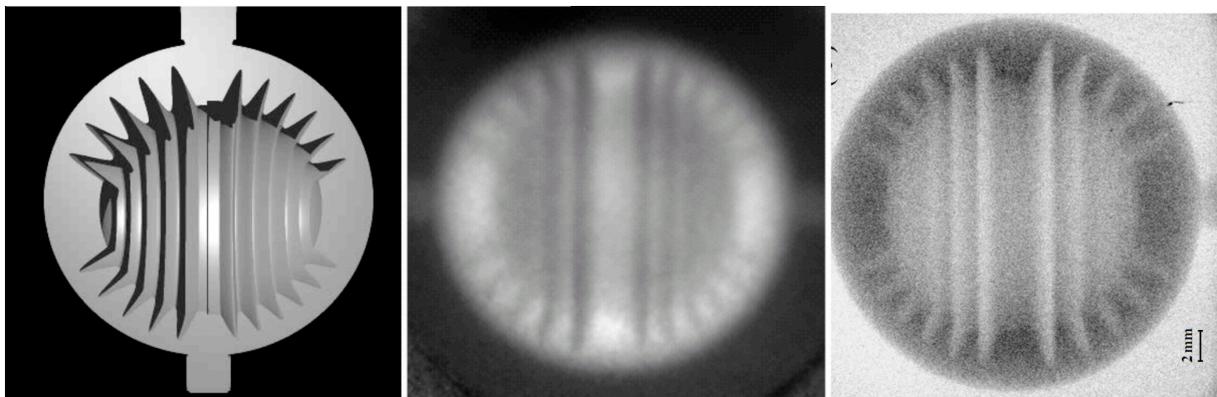


Figure 4 : Radiographie gamma. A gauche, l'image de l'objet, au centre image obtenue en 2005 avec 400 microns de taille de source, à droite image obtenue en 2010 avec une taille de source de 50 microns.

Les accélérateurs laser-plasma produisent des faisceaux d'électrons de bonne qualité de quelques centaines de MeV. Ces faisceaux ultra brefs sont stables et de paramètres ajustables. Ils peuvent être utilisés pour de nombreuses applications, allant de la radiographie haute résolution, à la chimie rapide, à la biologie, à la médecine, ou à la production de sources X innovantes. Ce domaine de recherche évolue très vite, le nombre de groupe travaillant dans ce nouveau domaine est en très nette progression et cela laisse présager d'une amélioration rapide des performances de ces accélérateurs qui devraient prochainement modifier le paysage scientifique.

Références

- [1] V. Malka *et al.*, Science 22, **298** (2002)
- [2] S. P. D. Mangles *et al.*, G. G. R. Geddes *et al.*, J. Faure *et al.*, « Nature », **431** (2004)
- [3] J. Faure *et al.*, « Nature », **444** (2006)
- [4] O. Lundh *et al.*, Nature Physics **7** (2011)
- [5] V. Malka *et al.*, Nature Physics **4** (2008)
- [6] T. Fuch *et al.*, Phys. Med. Bio. **54** (2009)
- [7] A. Ben-Ismaïl *et al.*, Appl. Phys. Lett. **98** (2011)
- [8] K. Ta Phuoc *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006)
- [9] A. Rousse *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004)

Les Phénomènes Lumineux Transitoires (TLE) et les Bouffées de Rayonnement Gamma d'Origine Terrestre (TGF) Observés dans l'Atmosphère au Dessus des Cellules Orageuses Actives

J.-L Pinçon¹

¹LPC2E, Université d'Orléans/CNRS, Orléans
mél: jlpincon@cns-orleans.fr

Depuis le début des années 90, on sait que les couches de l'atmosphère au dessus des orages sont le lieu d'impressionnantes décharges électriques [1] regroupées sous le terme générique de Transient Luminous Events (TLE) et de très énergétiques émissions de bouffées de rayonnement gamma [2] nommées Terrestrial Gamma-ray Flashes (TGF). La découverte tardive de ces phénomènes a mis en évidence les limites de notre compréhension des processus physiques et chimiques ainsi que les mécanismes de couplage intervenant entre les différentes couches de l'atmosphère au dessus des zones orageuses. Il est maintenant clair que les orages affectent l'ensemble de la haute atmosphère jusqu'au proche environnement spatial de la Terre.

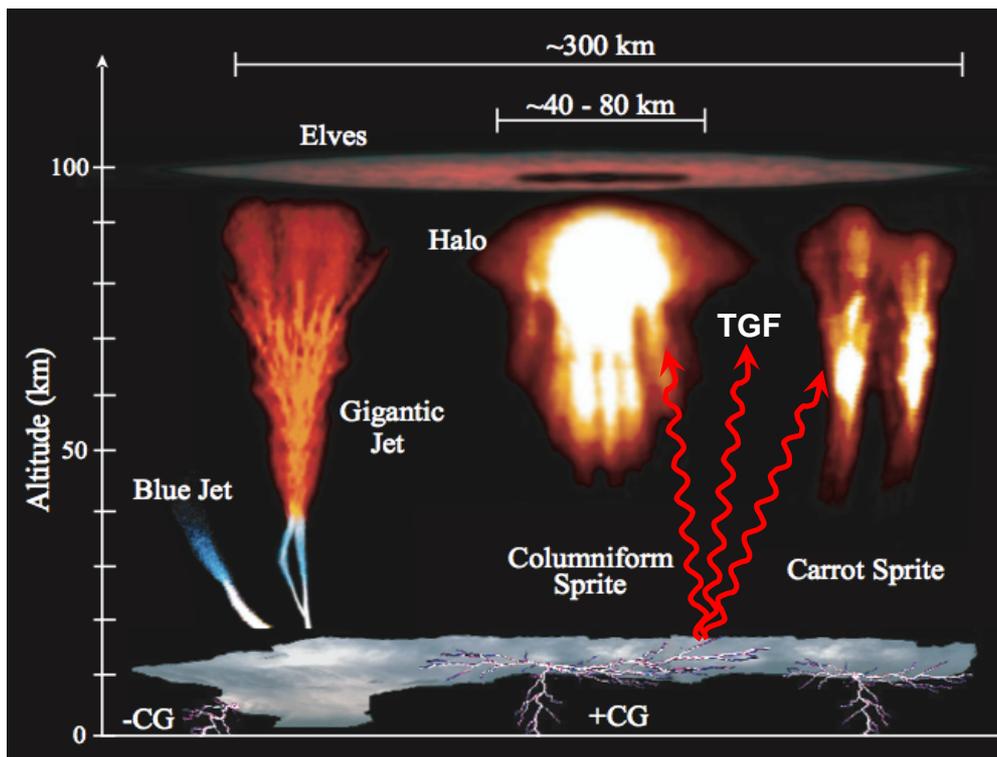


Figure 1 : les différents phénomènes (TLE et TGF) observés au dessus des cellules convectives orageuses

Initialement, les TGF et TGE étaient considérés comme des phénomènes rares. Les nombreuses observations collectées ces dernières années [3,4] montrent à l'évidence que ce n'est pas du tout le cas et que la question de leurs impacts sur : la physico-chimie de la haute atmosphère ; le circuit électrique global ; le couplage atmosphère-ionosphère, mérite d'être revisitée.

Les TLE et les TGF

Les principaux types de TLE sont : les Elves, les Sprites, les Blue Jets et les Gigantic Jets. Ils sont observés à des altitudes allant du sommet des nuages d'orages pour les Blue Jets jusqu'à la frontière inférieure de l'ionosphère pour les Elves (cf. Figure 1). Les temps caractéristiques associés sont également hautement variables, allant de plusieurs centaines de millisecondes pour les Blue Jets jusqu'à la milliseconde pour les Elves. Ces différences ne font que refléter la diversité des mécanismes à l'origine de ces phénomènes bien qu'ils soient tous, d'une façon ou d'une autre, reliés aux décharges électriques se produisant dans les nuages d'orages. On dispose maintenant d'un grand nombre d'observations de TLE. Il s'agit de phénomènes relativement fréquents pouvant exister à toutes les latitudes et dépendant principalement de la seule existence d'une activité orageuse significative. L'état de notre connaissance sur les mécanismes à l'origine des TLE dépend du type de TLE considéré. Nous avons une bonne compréhension des processus physiques à l'origine des Elves, la situation est beaucoup moins satisfaisante pour ce qui est des Sprites et presque tout reste à faire en ce qui concerne les Blues Jets et les Gigantic Jets.

Pour les TGF la situation est encore plus compliquée que pour les TLE. En effet, ces phénomènes ne peuvent pas être détectés depuis le sol et les seules observations disponibles à ce jour proviennent de satellites en orbite basse dédiés à l'étude des processus énergétiques cosmiques et des éruptions solaires. Ces dernières années, suite à la mise en service du satellite Fermi, il a été établi que les TGF sont beaucoup plus fréquents que ce que l'on pensait initialement. Il est également établi que les zones d'accélération des électrons responsables du rayonnement gamma des TGF sont situées juste au dessus du sommet des nuages d'orages. L'occurrence des TGF semblent être liée à la présence de décharges électriques dans la partie supérieure du nuage. Les mécanismes à l'origine de ces phénomènes font encore l'objet de nombreuses discussions.



Figure 2 : *vue d'artiste de la mission TARANIS dédiée à l'étude des TLE et TGF. Le lancement sera effectué fin 2015.*

Contexte – TARANIS et COBRAT

Les difficultés rencontrées jusqu'à présent pour l'interprétation et l'explication des TLE et TGF vient de ce qu'ils sont particulièrement difficiles à observer à partir du sol. Le rayonnement gamma des TGF est absorbé par les couches denses de la basse atmosphère et ils ne peuvent être détectés qu'à partir de l'espace. Les observations spatiales actuellement disponibles proviennent d'instruments dont les caractéristiques et les performances ne sont pas adaptées à la nature des TGF. Les phénomènes optiques caractérisant les TLE se produisent pendant et au dessus des orages, et ne peuvent donc être observés à partir du sol qu'à la condition de se trouver à grande distance du foyer orageux. Cette situation ne devrait plus durer car, d'ici la fin de 2005, ce ne sont pas moins de trois missions spatiales d'envergure dédiées à l'études des TLE et TGF qui seront en activité. Il s'agit : du satellite TARANIS du CNES (lancement en 20015) ; de l'expérience ASIM de l'ESA qui sera installée à bord de la Station Spatiale Internationale (ISS) d'ici la fin de 2014 ; de l'expérience GLIMS de la JAXA qui sera également opérationnelle à bord de l'ISS d'ici le début de 2013. De ces trois missions spatiales, le satellite TARANIS (cf. Figure 2) sera celui qui fournira à la communauté scientifique les jeux de données les plus complets et les plus abondants [5]. A ces mesures faites au Nadir depuis l'espace, il sera aussi possible, à partir de 2015, d'ajouter les mesures ballons du projet COBRAT. L'objectif de COBRAT est de maximiser le retour scientifique des missions spatiales TARANIS et ASIM en effectuant des mesures complémentaires à partir de ballons stratosphérique situés au dessus des orages. De telles mesures sont requises pour identifier sans ambiguïté les mécanismes de génération des TLE et TGF et pour quantifier leurs effets sur la physico-chimie de la haute atmosphère.

Conclusion

L'étude des TLE et TGF et, plus généralement, les recherches sur l'électricité atmosphérique sont actuellement des domaines qui font l'objet d'une intense activité. A partir de 2005 les nouvelles informations sur les TLE et TGF provenant de la combinaison des observations au Nadir de TARANIS avec les mesures ballons de COBRAT au voisinage des régions de générations et les données sols des réseaux d'observations (éclairs, ELF-VLF) devrait nous permettre d'obtenir enfin les réponses aux nombreuses questions en suspens sur les mécanismes à l'origine de ces phénomènes et à l'impact qu'ils pourraient avoir sur la physico-chimie de la haute atmosphère.

Références

- [1] R. C. Franz, R. J. Nemzek, and J. R. Winckler, Vol. Science, 249, 48-51, (1990).
- [2] G. J. Fishman, P. N. Bhat, R. Mallozzi, J. M. Horack, T. Koshut, C. Kouveliotou, G. N. Pendleton, C. A. Meegan, R. B. Wilson, W. S. Paciesas, S. J. Goodman, and H. J. Christian, Science, Vol. 264, 1313-1316, (1994).
- [3] A. B. Chen, C. L. Kuo, Y. J. Lee, H. T. Su, R. R. Hsu, J. L. Chem, H. U. Frey, S. B. Mende, Y. Takahashi, H. Fukunishi, Y. S. Chang, T. Y. Liu, and L. C. Lee, J. Geophys. Res., Vol. 113, A08306, (2008).
- [4] D. M. Smith, L. I. Lopez, R. P. Lin, and C. P. Barrington-Leigh, Terrestrial Gamma-Ray Flashes Observed up to 20 MeV, Science, Vol. 307, 1085-1088, (2005).
- [5] F. Lefeuvre, E. Blanc, J-L Pinçon, R. Roussel-Dupré, D. Lawrence, J-A Sauvaud, J-L Rauch, H. de Feraudy, and D. Lagoutte, Space Sci. Rev., Vol. 137, 301–315, (2008).

Les technologies plasma et la valorisation énergétique de la biomasse

Jean-Marie Cormier, Olivier Aubry, Ahmed Khacef

GREMI, CNRS-Université d'Orléans, 14 Rue d'Issoudun, 45067 Orléans, France

mél: jean-marie.cormier@univ-orleans

L'épuisement des gisements fossiles traditionnels et l'exploitation de nouvelles ressources ont conduit les chercheurs à explorer de nouveaux domaines d'application des plasmas, notamment la valorisation énergétique de la biomasse.

Les procédés utilisant les plasmas comme moyen de transformation de la biomasse nécessitent l'apport d'énergie électrique pour générer le milieu ionisé : ce sont des procédés allothermiques. Dans ce cas, l'apport d'énergie électrique, qui n'est pas nécessaire pour les procédés traditionnels, doit être compensé par un gain sensible sur la qualité des produits formés ou par une meilleure efficacité de valorisation de la biomasse. L'utilisation d'énergie électrique, produite sans émission de dioxyde de carbone peut alors justifier une stratégie de traitement de la biomasse par un procédé allothermique électrique.

La thématique de recherche revêt un intérêt primordial dans le contexte politico économique actuel d'un point de vue génie des procédés. En effet la plupart des dispositifs de gazéification ou de pyrolyse sont des procédés autothermiques [1-6], c'est-à-dire que la totalité de l'apport énergétique est réalisé par la biomasse dont on réalise la combustion dans un réacteur. La mise en œuvre d'un procédé à plasma non thermique constitue une nouveauté scientifique et technologique.

L'intérêt principal de cette voie est directement lié au fait que la biomasse, ne peut pas totalement être substituée aux autres ressources compte tenu de l'ampleur des besoins énergétiques au niveau mondial. On peut considérer la biomasse comme un gisement de composés hydrocarbonés qui peut être utilisé dans des installations fixes ou des applications embarquées. Selon cette approche il apparaît alors très clairement que son exploitation doit être développée en optimisant ses conditions de valorisation, c'est-à-dire en utilisant le maximum d'atomes de carbone et d'hydrogène la constituant pour la production de carburants. Dans le cas où d'autres sources d'énergie sont disponibles, il paraîtrait judicieux de ne pas utiliser la biomasse comme source d'énergie unique afin de la transformer mais plutôt de la valoriser par la production de carburants liquides ou gazeux à fort pouvoir calorifique.

L'objectif des travaux effectués au GREMI est de produire, à partir de différentes substances hydrogénées liquides ou gazeuses, des mélanges gazeux riches en hydrogène.

Deux types de travaux ont été principalement effectués : le premier concerne le traitement direct des substances hydrogénées par plasma, le deuxième est une étude réalisée à partir du couplage d'un réacteur de pyrolyse avec un réacteur plasma (figure 1). Cette dernière étude a été effectuée dans le cadre d'un programme ANR[7] nommé « Pyroplasm » dont les principaux résultats[8] sont résumés dans la présente communication.

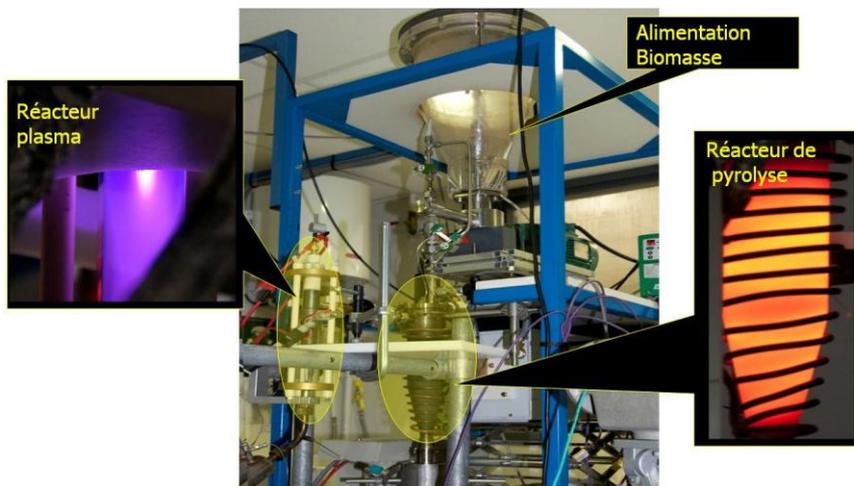


Figure 1 : Photographie de l'installation couplée pyrolyse-plasma.

Dans le cas du traitement plasma d'un hydrocarbure ou de produits issus de biomasse, le mélange gazeux obtenu est essentiellement constitué de dihydrogène, de monoxyde de carbone, de dioxyde de carbone, de méthane et d'autres composés dont certains comme les goudrons doivent être impérativement éliminés ou convertis avant utilisation. Le gaz ainsi produit peut être utilisé directement dans un moteur thermique pour produire de l'énergie mécanique. C'est une des premières utilisations que l'on peut envisager. Le mélange gazeux doit alors être débarrassé de ses substances indésirables : c'est l'épuration. Cependant les molécules lourdes condensables peuvent être craquées par le plasma et conduire à un enrichissement du mélange en hydrogène et monoxyde de carbone : cette conversion supplémentaire qui n'intervient pas dans les procédés traditionnels, contribue à la valorisation des produits issus du traitement de l'hydrocarbure ou de la biomasse.

L'utilisation d'un gaz issus de la conversion de la biomasse pour l'alimentation des piles à combustibles impose des contraintes supplémentaires car le monoxyde de carbone est un poison sévère des catalyseurs. Les quantités de monoxyde de carbone admissibles doivent être très inférieures à celles issues d'un reformage, ce qui implique une épuration poussée qui ne peut être envisagée actuellement qu'en associant des procédés complémentaires aux procédés plasma.

De nombreuses autres applications voisines utilisant des procédés plasmas peuvent aussi être envisagées, nous n'en citerons que deux :

- L'enrichissement en hydrogène d'un mélange combustible afin de permettre la combustion en mélange pauvre.
- L'insertion d'un procédé plasma dans une synthèse Fischer Tropsch afin de produire des hydrocarbures liquides.

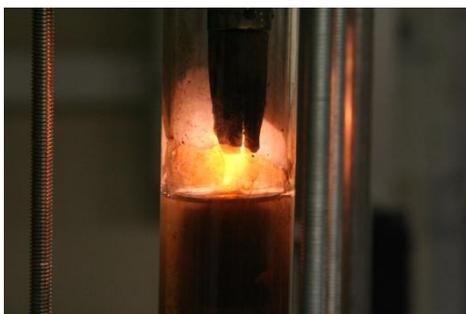


Figure 2 : Photographie du dispositif de traitement direct du bois

Les études effectuées au GREMI couvrent un large domaine d'applications qui pourraient être utilisées pour structurer cet article, cependant, nous choisissons de présenter les résultats et discussions en fonction de la nature et de la complexité des composés traités par le plasma. Les différentes molécules ou composés considérés [9-14] sont les suivants : le méthane, le méthanol, l'éthanol, le phénol, les huiles de pyrolyse et le bois (figure2). Sur la base des résultats présentés, une conclusion générale concernant les technologies plasma et la valorisation énergétique de la biomasse est effectuée.

References

- [1] J.Lédé, *Industrial Engineering Chemistry Research* **39** (4) 893 (2000)
- [2] F.Broust, M.Ferrer and J.Lédé J, *12th European biomass conference for energy, industry and climate protection* (Amsterdam The Netherlands) p 545,(2002)
- [3] F.Broust *PhD Thesis INPL-LSG, Nancy University* (2003)
- [4] F.T Ndiaye *PhD Thesis INPL-LSGC, Nancy University* (2008)
- [5] J.Lédé, F. Broust, F.T.Ndiaye and M.Ferrer, *Fuel* **86** 1800(2007)
- [6] J.Han and H.Kim *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **12** 397 (2008)
- [7] French Pyroplasm program *Pyrolyse de la biomasse à haute température assistée par plasma non thermique* ANR PNRB (2006-2010)
- [8] Q.Falcoz, J.P.Leininger, J.Lédé, MG.artin, J.Luche, A.Khacef, O.Aubry and J.M.Cormier *17th conference and exhibition from research to industry and market* (2009)
- [9] O.Aubry, C.Met, A.Khacef and J.M.Cormier *Chemical Engineering Journal* **106** p 241 (2005)
- [10] G.Petitpas, J.D.Rollier, A.Darmon, J. Gonzalez-Aguilar, R.Metkemeijer and L.Fulcheri *Int. J. of Hydrogen Energy* **32** 2848 (2007)
- [11] E. El Ahmar, C. Met, O. Aubry, A.Khacef, J.M. Cormier, *Chemical Engineering Journal*, 116 (2006) 13
- [12] J. Luche, O. Aubry, A. Khacef, J.M. Cormier, *Chemical Engineering Journal* 149 35(2009)
- [13] I.Rusu and J.M.Cormier, *Chemical Engineering Journal* **91** 23 (2003)
- [14] A. Khacef, K. Arabi, O. Aubry, J.M. Cormier. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 39 (11), 2914-1915 (2011).

Caractérisation Electro-Thermique des Décharges à Barrières Diélectriques à Pression Atmosphérique pour les Procédés Aérosols

Nicolas Jidenko, J-P Borra

*Equipe Décharges Electriques et Aérosol du Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas
(UMR 8578 CNRS – Univ Paris-Sud Orsay, F-91405)
SUPELEC, Plateau Moulon, F-91192 Gif-Sur-Yvette, France
mél: nicolas.jidenko@u-psud.fr*

1. Introduction

Les plasmas hors équilibre thermodynamique à pression atmosphérique sont utilisés dans de nombreuses applications industrielles. Leurs potentialités pour produire, conditionner ou mesurer des particules sub-micrométriques sont déjà établies [1]. Cependant l'étude des mécanismes physico-chimiques impliqués dans ces procédés requière une maîtrise de plus en plus fine du plasma.

La démarche développée est de type génie des procédés et s'appuie sur une caractérisation électro-thermique systématique des décharges électriques utilisées. L'intensité relative des différents processus est analysée en modifiant les paramètres de régulation qui contrôlent les variables physiques dont dépendent ces processus. Il est ainsi possible de définir les points de fonctionnement optimaux en termes de propriétés de la décharge selon l'application visée.

Cette présentation se focalise sur les Décharges à Barrières Diélectriques (DBD). Les DBD sont produites en appliquant une haute tension alternative (quelques kV) à deux électrodes métalliques séparées par du gaz et un matériau diélectrique. L'ionisation du gaz dans l'espace inter-diélectrique génère un plasma non thermique grâce à la polarisation des diélectriques qui réduit le champ électrique évitant le passage à l'arc. La polarisation des diélectriques impose donc une tension alternative permettant de déclencher la décharge dans chaque demi-période. La décharge se produit sous forme de filaments de quelques dizaines de micromètre de diamètre durant quelques dizaines de nanosecondes [2].

Afin de générer des décharges identiques dans le temps et dans l'espace, le système est symétrique (chaque électrode est recouverte d'une plaque d'alumine). Dans une première partie nous nous focaliserons sur l'analyse électrique des DBD dans l'air à pression atmosphérique qui a permis d'identifier les conditions de fonctionnement permettant de générer des filaments tous identiques (+/- 15%).

Afin d'identifier l'influence de la température sur différents processus ou d'étudier la dynamique d'injection et de relaxation d'énergie dans le plasma, les températures des neutres dans le filament (spectroscopie d'émission), des surfaces (pyrométrie IR et thermocouple) et des gaz en post-décharge (thermocouple) ont été mesurées dans différentes DBD plan-plan de quelques centimètres carrés. Ces études ont ainsi permis:

- d'identifier les paramètres contrôlant au premier ordre les températures de surface, de gaz et de plasma,
- de modifier les températures à paramètres électriques constants, notamment lors de la mise à l'équilibre thermique ou en modifiant les transferts thermiques,
- et de modifier les gradients thermiques autour du plasma par des durées de ré-allumage des filaments, au même endroit, inférieure à la constante de diffusion thermique (1 ms).

2. Caractérisation électrique

L'étude statistique des caractéristiques électriques des filaments (quantité de charge, durée courant maximal) a permis de mettre en évidence l'invariabilité du phénomène unitaire de filament entre 1 et 60 kHz (cf. figure 1 à gauche).

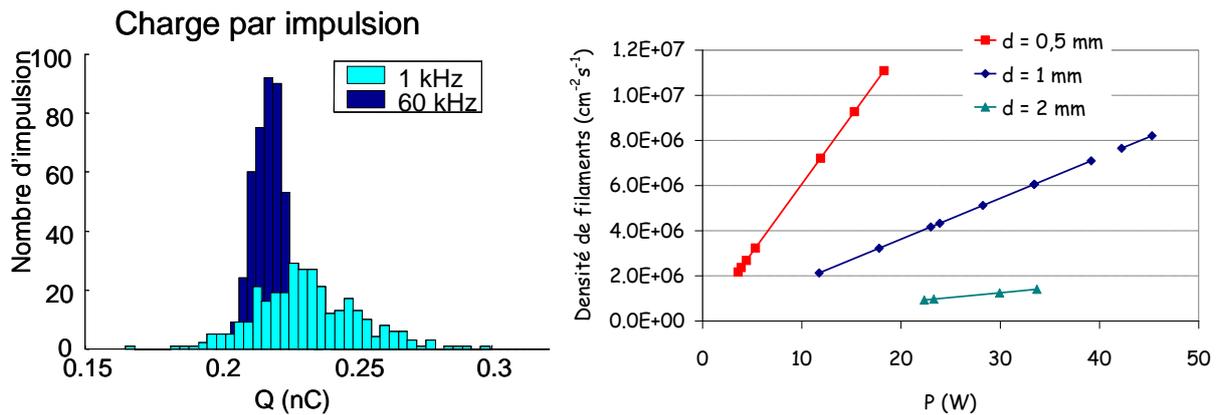


Figure 1 : a) Distributions de quantité de charge par impulsion à 1 et 60 kHz DBD alumine gap 1mm [3] b) Nombre de micro-décharges par unité de temps et de surface selon la puissance totale, pour des distances inter-diélectriques de 0,5 à 2 mm à 60 kHz

De plus, l'énergie par filament est quasi-indépendante de la tension du fait du rétrocontrôle du champ dans le gaz par le dépôt de charges sur les barrières diélectriques.

Pour réguler l'énergie par filament, il faut donc jouer sur la distance inter-électrodes et/ou la capacité spécifique du diélectrique. En outre, le courant, exclusivement impulsionnel est proportionnel au nombre de filament par unité de temps et de surface. Dans une géométrie donnée, la tension contrôle le nombre de filaments par demi-alternance et par cm². La fréquence d'alimentation permet de contrôler la répétition de ce nombre de filaments par unité de temps. Ainsi la densité des filaments par unité de temps est proportionnelle à la puissance injectée dans le plasma (cf. figure 1 à droite).

L'avantage des DBD plan-plan réside donc dans la similarité des filaments, qui permet de caractériser les processus physiques et réactionnels locaux (autour des filaments) à partir de mesures macroscopiques en post-décharge (intégrant l'effet de filaments identiques).

3. Couplages électro-thermiques

Les températures des neutres dans le filament (spectroscopie d'émission), des surfaces (pyrométrie IR et thermocouple) et des gaz en post-décharge (thermocouple) ont été mesurées dans différentes DBD plan-plan de quelques centimètres carrés, pour :

- corrélérer, dans une géométrie donnée, les températures (plasma, gaz et surface) aux paramètres électriques (énergie et nombre de filament par unité de temps et de surface) et au conditionnement thermique (débit de gaz et pertes aux parois).
- contrôler les températures de surface par le conditionnement thermique du réacteur.
- *contrôler, si le temps de transit dans la décharge dépasse la milliseconde, la température du gaz chauffé par les surfaces diélectriques selon la densité surfacique de puissance déposée par les filaments, indépendamment de la température des neutres dans le plasma.* Cela confirme la similarité des filaments (même fonction de distribution d'énergie des électrons FDEE), indépendamment de la puissance surfacique.
- contrôler les gradients thermiques autour des filaments ($T_{\text{plasma}} - T_{\text{gaz}}$ avec T_{gaz} proportionnel à $T_{\text{électrode}}$): (i) constant jusqu'à 10-20 kHz pour des délais de ré-allumage supérieurs à la constante de temps de diffusion thermique (~ 0.1 ms, avec $T_{\text{plasma}} \sim T_{\text{surf.}} + 50$ à 70K, selon la distance), et (ii) croissant pour des délais inférieurs.

Ainsi, même si la désexcitation vibrationnelle contribue au chauffage, l'échauffement du gaz se ferait principalement par radiation et convection à partir des surfaces diélectriques chauffées par l'interaction avec les décharges filamenteuses (effet Joule, bombardement

ionique, réactions exothermiques, ...). Les conditions plasma (tension, fréquence) définissent donc les températures et les profils de température selon les transferts de chaleur (du plasma vers le gaz et les surfaces et des surfaces vers le gaz et le milieu extérieur).

Ce résultat est confirmé par l'égalité des températures de surfaces obtenues à puissance et débit massique de gaz fixés dans l'air et dans l'azote, puisqu'une même puissance dans ces deux gaz correspond dans l'azote à un nombre plus faible de filaments dont l'énergie unitaire est plus élevée que dans l'air. Par ailleurs, à puissances surfaciques égales, des températures de surface identiques sont obtenues pour des fréquences de 50 Hz à 55 kHz (cf. figure 2 à gauche).

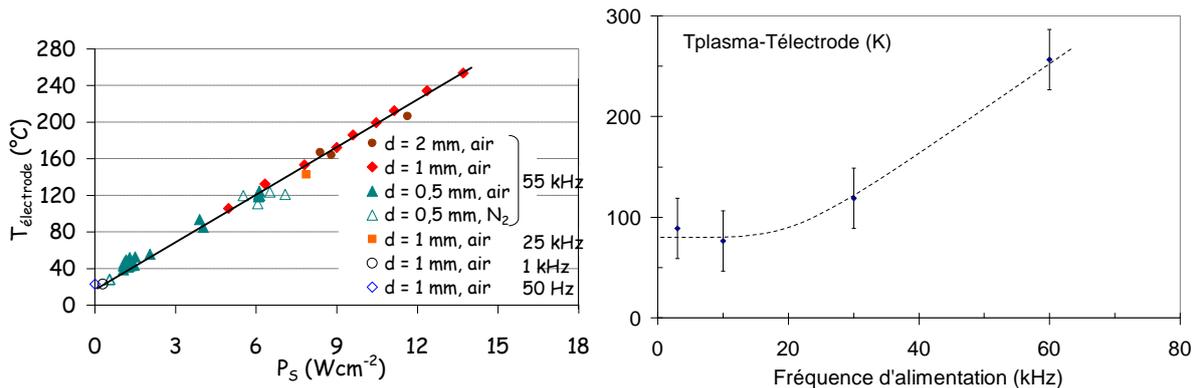


Figure 2: a) Evolution de la température d'électrode (représentative de la température de surface des diélectriques) avec la puissance à débit fixé, selon la distance inter-diélectriques et la fréquence, dans l'air et dans N₂ à 1 lpm b) Influence de la fréquence sur l'écart entre la température des neutres dans le plasma et le gaz autour d'un filament [4].

A débit de gaz, surface d'électrode et conditionnement thermique fixés, la température de surface des diélectriques est donc contrôlée par la puissance surfacique. En faisant en sorte de maintenir constante la puissance surfacique, il est ainsi possible d'étudier l'influence de la répétition temporelle des filaments, de leur charge unitaire ou de la composition du gaz (paramètres influant notamment sur les gradients thermiques locaux) sur la production d'espèces réactives ou ionisées à températures moyennes des surfaces et du gaz en dehors des filaments identiques [5,6,7].

Ce découplage entre caractéristiques électriques et thermiques est possible car les températures de gaz et de surface dépendent des paramètres électriques d'une part (énergie par impulsion et nombre d'impulsion par unité de temps et de surface), et du conditionnement thermique du réacteur d'autre part (débit de gaz et flux sortant de chaleur). Nous avons ainsi prouvé que, pour des temps de transit dans la DBD plan-plan supérieurs à quelques ms, *le gaz est chauffé par les surfaces des diélectriques, indépendamment de la température des neutres dans le plasma* ($\sim T_{\text{surf.}} + 50-70$ K, selon la distance à $F < 10$ kHz), confirmant l'invariabilité de chaque DF et permettant de définir les processus dominants, à FDEE et gradient thermique contrôlés. En outre, cette maîtrise des gradients thermiques selon la fréquence et le conditionnement thermique du DBD plan-plan, permet d'orienter sélectivement le transport des espèces produites par les filaments.

Dans une condition hydrodynamique donnée, la température moyenne de surface et la température du gaz à la sortie du réacteur sont proportionnelles à la puissance électrique injectée dans le réacteur quelle que soit la manière dont l'énergie est injectée (i.e. quels que soient le nombre de filaments par seconde et par cm² et leur énergie unitaire).

Le conditionnement thermique du réacteur permet de modifier les transferts de chaleur et donc les profils de température au sein du réacteur cf. figure 1). Ce découplage entre les caractéristiques électriques et thermiques du réacteur a permis de mettre en évidence l'influence critique de la température de surface, à gradients thermiques constants sur les concentrations des espèces produites.

A une fréquence donnée, l'écart entre la température des neutres dans le plasma et la température moyenne du gaz est quasiment constante (ex : $\Delta T_{\text{plasma}}=50\text{K} \pm 10\text{K}$ à $F < 10\text{kHz}$). La constance de ΔT_{plasma} est en bon accord avec l'invariabilité des caractéristiques unitaires des décharges filamenteuses. L'augmentation de la température des neutres dans le plasma avec le nombre de décharges filamenteuses est due à l'augmentation de la température moyenne du gaz et non à une modification de la fonction de distribution des électrons. Ainsi les gradients thermiques autour des filaments ne sont que peu affectés par le nombre de filament par unité de temps et de surface.

Pour des fréquences supérieures à 10 kHz, le ΔT_{plasma} augmente avec la fréquence. La durée entre deux filaments se ré-allumant au même endroit étant inférieure à la constante de diffusion de la chaleur ($\sim 1\text{ms}$), les filaments ne se propagent plus dans un gaz initialement à la température moyenne du gaz mais dans l'emprunte thermique laissée par le filament précédent. La fréquence d'alimentation, qui gère le ré-allumage des filaments, permet ainsi de contrôler les gradients thermiques autour des filaments de décharge (cf. figure 2 à droite).

3. Conclusions

La caractérisation préalable des réacteurs et des lignes de mesure présentée a permis de définir les paramètres de contrôle des caractéristiques unitaires, de la répartition spatiale et de la répétition temporelle des filaments de décharge constituant les sources d'espèces réactives et ionisées. Nous avons également étudié les couplages électro-hydro-thermiques, qui régissent les transferts de masse et de chaleur couplés et sont donc susceptibles d'agir sur tous les processus en jeu lors de la production des espèces réactives ou ionisées puis leur transit dans la décharge et en post-décharge.

Références

- [1] J.-P. Borra, Nucleation and aerosol processing in discharges, *J Phys D: Appl Phys* **39-2**, 19-54 (2006)
- [2] B. Eliasson, U. Kogelschatz, Modelling and applications of silent discharge plasmas, *IEEE Transactions on Plasma Science* **19** 309–23 (1991)
- [3] N. Jidenko, J.-P. Borra, Electrical characterization of DBD at AP, *J Phys D: Appl Phys.* **39-2** (2006)
- [4] E Bourgeois, N. Jidenko, J.-P. Borra Temperature profiles in filamentary dielectric barrier discharges at atmospheric pressure *J Phys D: Appl Phys.* **43-29** (2010)
- [5] E Bourgeois, N. Jidenko, J.-P. Borra, DBD as a post-discharge bipolar ions source and selective ion induced nucleation versus ions polarity, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** (2009)
- [6] N. Jidenko, J.-P. Borra, Kinematics of charged particles in DBD, *J Phys D: Appl Phys.* **38-4** (2005)
- [7] J.-P. Borra et al., AP plasmas for aerosols processes, *Eur. Phys. J Appl Phys* **47** 22804 (2009)

Etude de la matière sous conditions extrêmes sur les installations FEL

M. Harmand¹, S. Toleikis¹, T. Tschentscher² et al.

¹DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg, Germany

²European XFEL GmbH, Albert-Einstein-Ring 19, 22761 Hamburg, Germany

mél: marion.harmand@desy.de

Ces dernières années, l'essor des lasers à électrons libres (Free Electron Laser, FEL) a donné lieu à des résultats scientifiques particulièrement innovants et prometteurs [1, 2]. Plus spécifiquement, les paramètres FEL tels qu'une brillance élevée, des durées d'impulsion extrêmement brèves et une longueur d'onde variable ouvrent de nouvelles perspectives pour la communauté de la physique des plasmas. Entre autre l'interaction d'un laser FEL avec la matière permet un chauffage homogène et en volume [1, 3-5] et le développement de diagnostics X permettent d'étudier des régimes particuliers de la matière tel que la matière dense et tiède. De plus, la durée ultra-brève (10fs – 200fs) du rayonnement FEL permet d'accéder à des dynamiques ultra rapides et donc d'observer des régimes hautement transitoires.

Introduction : la matière dense et tiède WDM

La matière dense et tiède (ou WDM pour Warm Dense Matter) est un régime de la matière à la frontière de l'état solide et du plasma (cf figure 1). Il est trop dense pour être décrit comme un plasma quasi - idéal (à faible couplage), pour lequel les modèles cinétiques et fluides sont adaptés. Il est aussi trop chaud pour être décrit par les modèles de la matière condensée [3]. Les températures caractéristiques de la WDM s'étendent de 0.1 à 100 eV et les densités sont de 0.1 à 10 fois celle du solide.

L'intérêt pour la WDM s'explique par sa présence récurrente dans de nombreux systèmes physiques. Le régime WDM intervient dans des domaines aussi variés que l'astrophysique [6], la planétologie [7-9] ou encore les processus d'ablation et d'usinage par laser à plus petite échelle. C'est encore la WDM que l'on retrouve dans la plupart des transitions solide - plasma. Il constitue par conséquent une étape clé dans la fusion par confinement inertiel [10,11]. L'étude de la matière dense et tiède représente aussi de véritables enjeux pour la modélisation de la relaxation de l'énergie [12]. Les processus et temps caractéristiques pour atteindre l'équilibre thermodynamique local sont d'une importance capitale pour appréhender l'opacité, les propriétés optiques de la WDM ou encore les équations d'états [13,14].

Mesurer et comprendre l'articulation entre la densité, la température, l'organisation globale et locale de la matière, en étroite relation avec les théories et modèles actuels permettrait d'avancer dans notre compréhension de ce régime de la matière. Pour cela, réaliser des expériences « pompes – sondes » impliquant laser ultra intenses et FEL est une approche prometteuse pour créer et sonder des dynamiques ultra rapides (fs - ps) de matériaux soumis à des impulsions d'intensité très élevée. A ceci, est venu s'ajouter la démonstration de diagnostics très performants qui insérés dans des expériences de type « pompe – sonde » permettent de suivre des processus et dynamiques ultra rapides impliqués lors des transitions matière condensée - matière dense et tiède - plasma. Les résultats expérimentaux obtenus permettront aussi de résoudre certaines questions fondamentales sur l'interaction photon – matière.

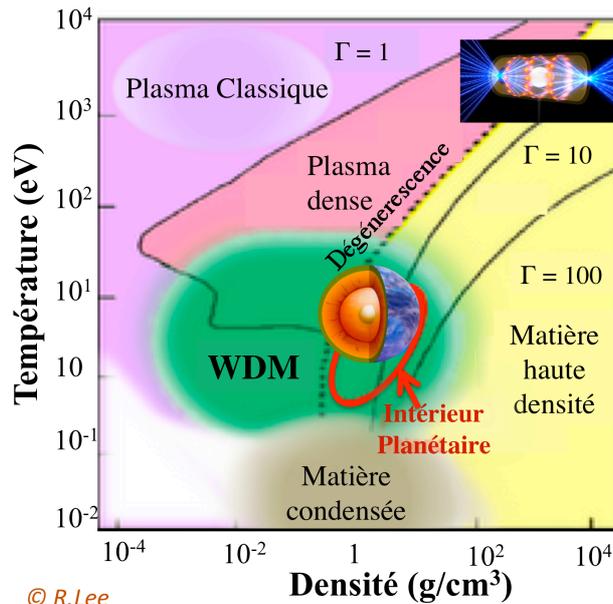


Figure 1 : Diagramme de phase de l'Aluminium

La matière dense et tiède sur les installations FEL

L'étude des plasmas et de la matière dense et tiède est une thématique de plus en plus explorée sur les installations FEL. En effet, plusieurs publications ont démontré l'intérêt de ce type de sources X ultra-brèves, pour des études sur la WDM et même plus généralement pour l'étude de plasmas denses [1-5]. L'intérêt de ce type d'installation est double : la durée d'impulsion attendue varie d'environ 10 à 200 fs ce qui permet un chauffage très rapide, homogène et isochore jusqu'à plus de 100eV [5] ; l'utilisation de rayonnement X permet de sonder la matière en volume et d'en étudier l'ordre global ou local.

1) Créer la matière dense et tiède

Dans le cas de l'interaction d'un rayonnement FEL avec la matière, la photoionisation et l'ionisation collisionnelle sont deux processus fondamentaux à l'origine de ce régime hautement transitoire [15]. En effet, dans la gamme des rayons X et XUV, la photoionisation, donnant lieu à un électron primaire (photoélectrons ou électrons Auger), est rapidement suivie par l'ionisation collisionnelle des électrons primaires puis secondaires dans un milieu dense. De premières expériences réalisées sur l'Aluminium chauffé par le faisceau XUV-FEL (92eV, $2 \cdot 10^{14}$ W/cm²) ont permis d'identifier un processus de dépôt de l'énergie singulier [1, 4], appelé saturation de couche et basé sur des processus d'ionisation extrêmement brefs.

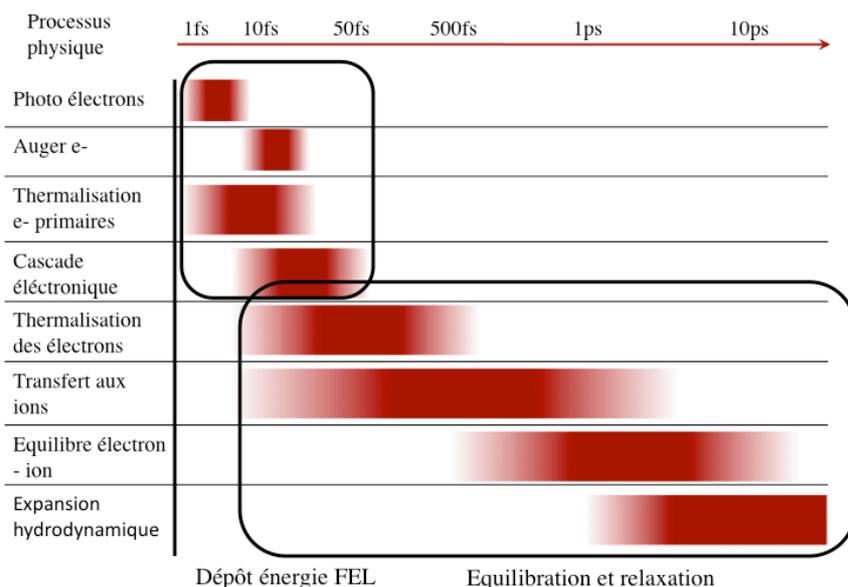


Figure 2 : Temps caractéristiques mis en jeu lors de l'interaction d'un FEL avec la matière.

2) Sonder la matière dense et tiède

Les installations FEL permettent aussi de véritables avancées pour sonder la matière sous conditions extrêmes. La diffusion X en est un exemple [2,13,16,17]. Ce diagnostic permet la caractérisation en volume des plasmas en accédant à la température, à la densité et aux informations structurales du matériau chauffé (facteur de structure). De part des sections efficaces de diffusion très faible et des décalages spectraux mesurés très faibles, la diffusion X requiert une source X très brillante et de très faible largeur spectrale. Les installations XFEL se pose naturellement comme des candidates idéales pour ce type d'expérience [2].

A FLASH et au sein de la « Peak Brightness Collaboration », nous avons récemment menés plusieurs campagnes expérimentales pour suivre la dynamique d'un jet d'Hydrogène liquide chauffé par laser. Le principal diagnostic consistait en la mesure de spectres de diffusion XUV du faisceau FEL à 13.5nm pour plusieurs angles en simultané et pour différents délais pompe - sonde. Le dispositif expérimental, présenté figure 3, comprenait donc trois spectromètres aux angles de 20°, 90° et 180°, ainsi qu'un spectromètre pour mesurer le spectre FEL incident et un dernier pour le signal transmis. De premiers résultats, toujours en cours d'analyse, indiquent un chauffage laser inhomogène. Malgré cela, la diffusion X en mode collectif, dite diffusion « Thomson X », offre néanmoins la possibilité d'étudier les processus de relaxation mis en jeu dans les plasmas denses et même de résoudre ces problèmes d'inhomogénéité [16,17].

De récentes études ont aussi démontré le potentiel de la spectroscopie d'absorption X proche des seuils pour sonder la WDM [18-20]. Ce diagnostic permet de remonter la température électronique dans le cas d'un chauffage isochore, à la structure de la matière (fonction de corrélation) et à la dynamique électronique (densité d'états électroniques, déplacement de bandes ou de niveau de cœur, effets d'écrantage).

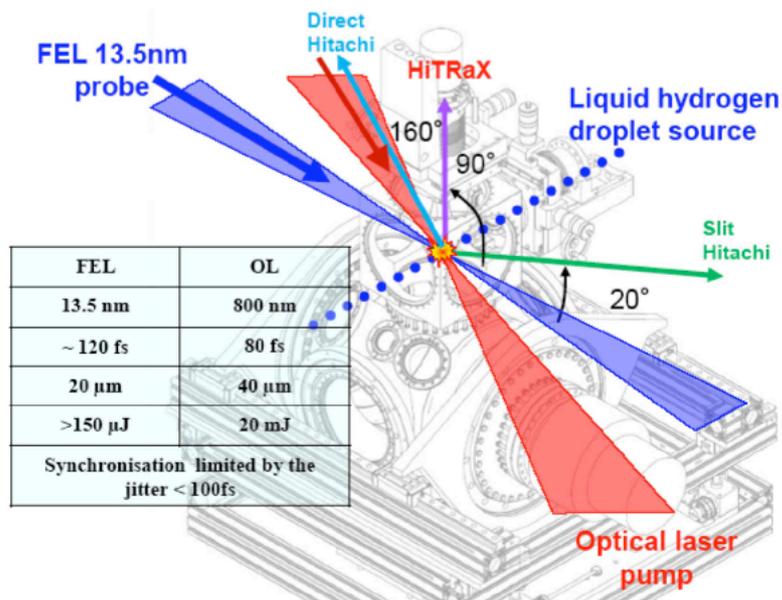


Figure 3 : Dispositif expérimental à FLASH pour la diffusion X (« Peak Brightness Collaboration »).

C'est dans ce contexte et au regard de récents résultats innovants [1, 2] que les lasers à électrons libres FLASH (Hambourg), LCLS (Stanford) et le future European XFEL (Hambourg) ont clairement démarrés des programmes scientifiques et stations expérimentales axées sur la matière sous conditions extrêmes et entre autre sur la matière dense et tiède. Ainsi, les station MEC (Matter on Extreme Conditions) et XPP (X-ray Pump Probe) du LCLS ainsi que la future station HED du XFEL sont ou seront toutes équipées de lasers intenses et permettront de coupler directement la physique des plasmas étudiée avec les lasers avec la physique des FEL. Les moyens mis en jeu sont effectivement à la hauteur des résultats attendus : explorer divers états de la matière sous conditions extrêmes et accéder à des échelles temporelles extrêmement brèves.

References

- [1] B. Nagler et al., Nature Phys. **5**, 693 (2009).
- [2] R.R. Fäustlin et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 125002 (2010).
- [3] R. W. Lee et al., J. Opt. Soc. Am. B **20**, 770 (2003).
- [4] U. Zastra et al., Phys. Rev. E **78**, 066406 (2008).
- [5] T. Tschentscher et al., Eur. Phys. J. D **36**, 193 (2005).
- [6] T. Guillot, Science **286**, 72 (1999).
- [7] G. Huser et al., Phys. of Plasmas **12**, 060701 (2005).
- [8] M. Koenig et al., Plasma Phys. Control. Fusion **47**, B441 (2005).
- [9] H.C. Connolly et al., Science **280**, 62 (1998).
- [10] J. D. Lindl et al., **11**, 339 (2004).
- [11] M. Koenig et al., Appl. Phys. Lett. **72**, 1033 (1998).
- [12] G. Gregori et al., Eur. Phys. Lett. **83**, 15002 (2008).
- [13] A.L. Kritcher et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 245004 (2009).
- [14] H.J. Lee et al. Phys. Rev. Lett. **102**, 115001 (2009).
- [15] B. Ziaja et al., Eur. Phys. J. D **40**, 465 (2006).
- [16] R. Thiele et al., Phys. Rev. E **82**, 056404 (2010).
- [17] C. Fortmann et al., High Energy Density Phys. **5**, 208 (2009).
- [18] A. Mancic et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 035002 (2010).
- [19] F. Dorchies et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 245006 (2011).
- [20] A. Benuzzi-Monaix et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 165006 (2011)

Physique des plasmas et Structure Interne des Planètes

F. Guyot^{1,2}, G. Morard¹, G. Fiquet¹, M. Koenig³, N. Amadou³, A. Benuzzi-Mounaix³, E. Brambrink³, T. Vinci³, S. Mazevet^{4,5}, T. de Rességuier⁶.

¹ *IMPMC. Université Pierre et Marie-Curie. Sorbonne Universités. CNRS. Paris*

² *IPGP. Université Denis Diderot. Sorbonne Paris Cité. CNRS. Paris*

³ *LULI. Ecole Polytechnique. CNRS. Palaiseau*

⁴ *LUTH. Observatoire de Paris. PSL. Meudon*

⁵ *CEA-DAM Bruyères le Châtel*

⁶ *Institut P'. ENSMA. Université de Poitiers. CNRS. Poitiers*

mél : guyot@impmc.upmc.fr

Une des motivations de la planétologie et de l'exploration planétaire est de comprendre si dans l'Univers existent, et avec quelle fréquence, des planètes comparables à la Terre. Dans le système solaire, Mercure, Vénus et Mars servent de points de comparaison ; leurs densités et moments d'inertie, ainsi que des considérations générales de cosmochimie, montrent que leur structure interne est proche de celle de la Terre, avec un noyau métallique à base de fer entouré d'un manteau dominé par des silicates de magnésium de formules globales simplifiées $MgSiO_3$ et Mg_2SiO_4 . Un enjeu est de comprendre comment des structures internes similaires ont pu conduire à des situations de surface contrastées. En ce sens, la découverte de planètes de type terrestre extra-solaires, est une révolution scientifique car elle va changer significativement le nombre d'objets permettant d'établir des comparaisons. Une dizaine de « super-Terres » ont d'ores et déjà été identifiées, pour lesquelles se pose la question des structures internes : le schéma terrestre avec un noyau métallique entouré d'un manteau rocheux, est-il général ? D'autres structures de base sont-elles envisageables et observables ? On se focalise sur des objets plus gros que la Terre, plus facilement détectables, donc identifiés en plus grand nombre et ce d'autant plus qu'ils sont massifs. On s'intéresse aussi aux cœurs silicatés et éventuellement métalliques de planètes riches en éléments volatils, de type Jupiter ou Neptune. Dans ces deux cas, les pressions au cœur sont bien plus élevées que sur Terre ce qui rend difficile la simulation des structures internes.

C'est à ce point qu'intervient la physique des plasmas et ce à plusieurs titres. Dans un premier temps, on montrera que les interactions entre plasmas et substrats solides jouent un rôle de premier ordre dans l'établissement de la chimie planétaire. Les nébuleuses proto-stellaires sont le siège de jets de plasmas en provenance de la jeune étoile qui entrent en interaction avec les phases solides finement divisées du disque lesquelles, in fine, constitueront les planètes telluriques et les cœurs rocheux des planètes riches en éléments volatils. La compréhension de ces interactions est à la base de la connaissance de la composition globale des météorites, de la Terre et des planètes telluriques. On montrera en particulier que les interactions entre plasmas associés aux vents stellaires et phases solides conduisent de manière combinée et encore mal comprise à la production d'isotopes radioactifs à périodes relativement courtes et à des fractionnements élémentaires de grande ampleur à l'échelle des nébuleuses stellaires, en particulier entre les quatre éléments majeurs constitutifs des planètes telluriques et cœurs de planètes géantes: le magnésium, le silicium, l'oxygène et le fer.

Ensuite, on expliquera que la formation d'un plasma par l'action d'un laser intense sur une cible matérielle est potentiellement la meilleure méthode expérimentale permettant de recréer en laboratoire les pressions très élevées nécessaires à la modélisation des structures internes de ces objets planétaires. Cette méthode permet d'atteindre les pressions de plusieurs mégabars nécessaires à cette modélisation par génération d'une onde de choc dans laquelle il est toutefois impossible de faire varier indépendamment pression et température. La recherche actuelle se focalise sur des modulations de l'impulsion laser et donc du plasma produit en face avant de la cible afin de découpler pression et température et d'atteindre ainsi des conditions planétaires pertinentes. L'objectif est d'explorer un régime de la matière encore mal connu, à des pressions de plusieurs terapascal ($1 \text{ TPa} = 10^{12} \text{ Pa}$) et, simultanément, à des températures de seulement quelques milliers de K, inférieures à 15000 K. Une des difficultés est de caractériser correctement les équations d'états et la fusion (melting) des métaux et des silicates dans ces conditions extrêmes. Des images par faisceau de rayons X transverses du plasma émis à l'arrière de la cible et des investigations de la cible comprimée sont possibles. Quelques résultats dont les premières données obtenues dans le cadre d'une expérience coordonnée par Michel Koenig sur la ligne d'intégration laser (LIL) du CESTA seront évoqués.

Remerciements. Une partie des recherches effectuées dans ce cadre a été soutenue par l'agence nationale de la recherche (programme blanc SECHÉL). Tous les participants au projet SECHÉL sont chaleureusement remerciés.

Synthèses et mécanismes de croissance de nano-objets sur des surfaces par plasma atmosphérique

Thierry Belmonte et Thomas Gries

Institut Jean Lamour, Département CP2S, Nancy-Université, UMR CNRS 7198, Parc de Saurupt, CS 14234, 54042 Nancy Cedex
mél: thierry.belmonte@ijl.nancy-universite.fr

Le regain d'intérêt pour les plasmas atmosphériques et notamment des décharges à barrière diélectrique (DBD) puis le développement des micro-plasmas qui en a résulté ont conduit certains groupes de recherche à s'intéresser à la possibilité d'effectuer des traitements de surface dans des conditions de mise en œuvre permettant un transfert industriel plus aisé que sous vide. Une revue sur le sujet a été publiée en 2011 [1].

Il est très vite apparu qu'il était possible dans certaines conditions de faire croître des nano-objets sur les surfaces traitées. Les premiers nano-objets ont été élaborés en s'inspirant des méthodes adoptées pour faire croître des nanotubes de carbone sous vide.

Les traitements à pression atmosphérique présentent des caractéristiques particulières. Contrairement aux plasmas froids sous vide, les flux de diffusion laminaires sont le plus souvent négligeables comparés aux autres flux de transfert de matière. L'augmentation de la pression conduit à des plasmas filamenteux, généralement de petites dimensions.

Nous allons tâcher de présenter ici les deux principales approches adoptées pour faire croître des nano-objets. La première est basée sur l'auto-organisation des nanostructures qui composent un film mince déposé par plasma à plus grande échelle. La matière s'organise spontanément sur le substrat et, sous l'effet de forces spécifiques, produit des architectures d'objets nanométriques. La seconde approche vise à faire croître un nano-objet de manière isolée à partir d'un plasma atmosphérique et éventuellement d'assembler plusieurs de ces unités élémentaires en architectures choisies. A ce jour, seules des architectures micrométriques ont pu être élaborées, mais des pistes prometteuses sont avancées pour réduire encore les tailles.

Les sources

Les sources plasmas à pression atmosphérique utilisées pour faire croître des nano-objets sont très variées. On peut les classer en 3 principales catégories : les DBD de grande dimension, les jets de micro-plasmas et les torches atmosphériques. On dispose ainsi de sources de grandes dimensions ou au contraire localisées, de plasmas thermiques ou de plasmas froids.

Les nano-objets isolés

La synthèse d'objets isolés (actuellement à l'échelle du micromètre) au moyen d'un plasma à pression atmosphérique se développe actuellement à partir de trois approches principales. La première consiste à réduire le procédé PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) sur une zone la plus petite possible. La seconde exploite les nanoparticules comme unités élémentaires d'une architecture de plus grande échelle. La dernière utilise des gabarits.

La méthode consistant à réaliser un dépôt PECVD à très petite échelle est apparue avec les travaux de Jiang *et al.* [2] qui évoquent pour la première fois la notion de PECVD localisée. Il s'agit ici d'utiliser l'hétérogénéité de la distribution spatiale des filaments d'une DBD ainsi que leur petite taille pour faire croître une matrice de colonnes de carbones. Si les colonnes sont d'une taille voisine de 100 μm , l'idée qui sous-tend cette approche va être reprise par

plusieurs équipes qui vont soit choisir de réduire la taille du plasma en recourant à des milli- [3] puis des micro-plasmas [4], soit utiliser des capillaires pour localiser le gaz réactif permettant le dépôt localisé [5, 6]. Actuellement, les objets les plus petits confectionnés excèdent la dizaine de micromètres. La longueur de Debye reste trop importante à la pression atmosphérique pour obtenir de plus petits plasmas tandis que la pression requise pour traverser des capillaires sub-micrométriques dépasse la centaine de bars typiquement, ce qui pose des difficultés de réalisation encore non résolues.

L'utilisation de nanoparticules comme unités élémentaires de construction de nano-objets a été développée en parallèle de l'approche précédente. Les particules peuvent être générées au sein de différentes sources. Un développement récent dans ce domaine [7] concerne la mise en œuvre d'un procédé de type électrolytique dont la cathode est remplacée par un micro-plasma (voir figure 1). L'anode se dissout et les ions viennent réagir en surface de l'électrolyte, à l'aplomb du plasma, pour former des nanoparticules qui décantent ensuite.

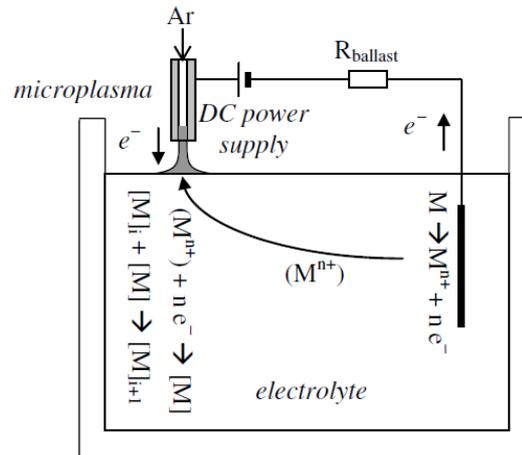


Figure 1: Procédé de formation de nanoparticules en phase liquide au moyen d'un micro-plasma utilisé comme cathode dans un procédé de type électrolytique (d'après [7])

Une fois les nanoparticules produites, leur assemblage peut être effectué de différentes manières. L'une d'elles, proposée par Girshick aux Etats-Unis [8], porte le nom de dépôt de particules par plasma hypersonique et consiste à envoyer de manière balistique sur un substrat des particules issues d'une torche au travers de lentilles hydrodynamiques. Ces lentilles sont des écorceurs de tailles décroissantes mis en série et qui permettent d'obtenir des faisceaux de quelques micromètres de diamètre. Les nanoparticules viennent alors s'empiler les unes sur les autres pour former des piliers (figure 2a). Plus récemment, Shimizu *et al.* [9] ont proposé de synthétiser les nanoparticules au moyen d'un micro-plasma. L'utilisation initiale d'un filament de tungstène pour amorcer au moyen d'une haute tension DC le micro-plasma UHF a été rapidement détournée pour générer des nanoparticules d'oxyde de tungstène dont la trajectoire, focalisée par le capillaire du micro-plasma, conduit à la formation d'un dépôt localisé (figure 2b). En déplaçant le substrat, il est possible d'écrire des motifs sur les surfaces ainsi traitées. Souvent, il est nécessaire de procéder à un recuit pour densifier ces structures très souvent poreuses. Ces nouveaux procédés permettent d'atteindre des vitesses de dépôt de plusieurs centaines de micromètres par seconde ! L'utilisation de nanoparticules en est clairement à l'origine. En effet les réactions de surfaces conduisant à la synthèse de revêtements par CVD permettent au mieux d'atteindre quelques centaines de micromètres par heure.

La troisième voie d'élaboration consiste à utiliser des gabarits. L'un des plus connus est l'alumine anodisée qui forme des nano-pores uniformes et parallèles les uns aux autres. Le dépôt de carbone dans de telles structures conduit à la formation de nano-fils de carbone que

l'on peut récupérer après avoir dissous la matrice d'alumine (voir par exemple [10]). En présence de catalyseur au fond des pores, il est possible de faire croître des nanotubes de carbone.

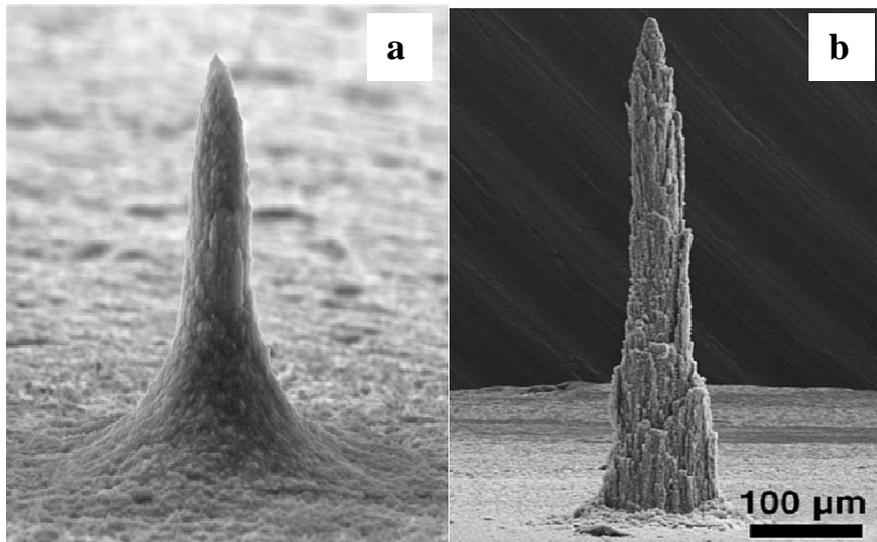


Figure 2: Exemple de piliers déposés à partir de nanoparticules. A gauche, pilier de SiC obtenu par dépôt de particules par plasma hypersonique (d'après [8]). A droite, pilier d'oxyde de tungstène obtenu par évaporation d'un filament (d'après [9])

L'auto-organisation de nano-objets

Les oxydes métalliques ont été les premiers matériaux auto-organisés par dépôt assisté par plasmas atmosphériques dans la mesure où il s'agit de semi-conducteurs où les phénomènes de transport sont assurés par des transferts de charge : ils sont donc sensibles aux champs électriques qui, évidemment, servent aussi à la création du plasma. L'auto-organisation peut être assurée par différentes forces. Outre la nanostructure induite par des champs électriques, il est possible d'utiliser des champs de contraintes.

Dans le premier cas, Mariotti *et al.* [11, 12] sont parvenus à faire croître des lignes nanométriques d'oxydes de molybdène (figure 3a). Ce type d'auto-organisation n'est pas spécifique aux oxydes. Il a notamment été mis en évidence également sur du carbone lors de la croissance directionnelle de connexions entre des nano-cristaux de silicium ou d'argent distribués aléatoirement sur une surface. Des études de modélisation [13] montrent que la croissance directionnelle des connexions entre les nano-cristaux est régie par la diffusion de surface des adatoms de carbone qui est influencée par la distribution du champ électrique local autour des nano-cristaux. Ainsi, il apparaît que la présence d'une particule sur la surface peut qu'exacerber le champ électrique local et changer l'isotropie de croissance.

Arnoult *et al.* [14] ont proposé d'utiliser une micro-post-décharge micro-ondes à la pression atmosphérique afin de créer des nanostructures de différents types (nano-plots et nano-cellules, notamment) (figure 3). L'idée de base consiste à déposer des films minces d'un matériau thermiquement isolant (silice) sur des substrats bon conducteurs thermiques au moyen d'un procédé de dépôt chimique en phase vapeur localisée. A partir d'hexaméthylsiloxane injecté dans des post-décharges Ar-O₂ d'un diamètre d'environ 500 µm, il est possible de traiter une surface inférieure à 1 mm. Le rôle combiné de températures élevées (la post-décharge atteint près de 1800 K), qui définissent l'énergie d'interface entre le substrat et le dépôt, et les contraintes résultant de gradients thermiques élevés est utilisée pour promouvoir un flambage isotrope du film déposé, ce qui conduit à des surfaces nanostructurées. L'utilisation des contraintes et la maîtrise de l'énergie libre d'interface permet l'auto-organisation du matériau déposé.

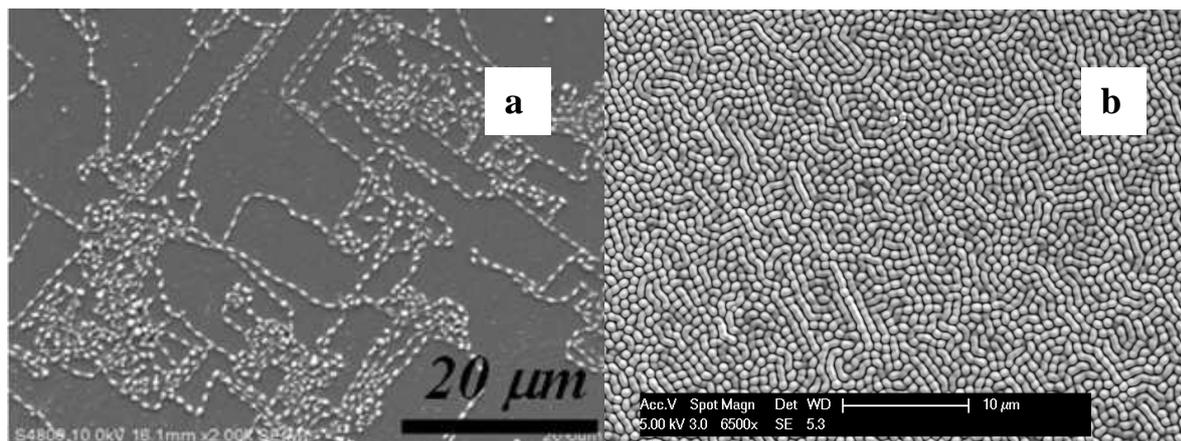


Figure 3: Exemple d'auto-organisation de nanoparticules déposées par plasma atmosphérique. A gauche, formation de fils d'oxydes de molybdène (d'après [12]). A droite, formation de nano-plots de silice sur un substrat métallique (d'après [14])

Il est possible de relever ici un certain nombre de points importants quant à l'utilisation de plasmas atmosphériques pour créer des nanostructures :

- Les micro-plasmas sont des outils polyvalents, mais leur performance et la reproductibilité des résultats sont fortement dépendantes de la distribution hydrodynamique des précurseurs, des champs électriques appliqués et du positionnement du plasma par rapport au substrat.
- La résolution spatiale des procédés PECVD localisé n'est pas encore suffisante pour construire des systèmes micro-électro-mécaniques.
- Le développement de procédés hybrides associant PECVD et faisceaux de nanoparticules est particulièrement prometteur en ce sens que les vitesses de dépôt sont exceptionnellement élevées, que la composition d'interface peut être en partie maîtrisée et qu'une localisation précise de la zone de dépôt est possible.
- L'utilisation de gabarits pour faire croître des objets isolés est possible à pression atmosphérique, mais la diffusion dans les pores est plus difficile que sous vide et conduit donc à des objets moins bien définis.
- Enfin, seul un petit nombre de voies ont été explorées pour assurer l'auto-organisation de nanostructures par plasmas à pression atmosphérique. Beaucoup reste donc à faire...

Références

- [1] T. Belmonte, G. Arnoult, G. Henrion, T. Gries, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 363001(2011)
- [2] N. Jiang, S. Fa Qian, L. Wang, H. Xian Zhang, Thin Solid Films **390**,119 (2001)
- [3] S.E. Babayan, J.Y. Jeong, A. Schütze, V.J. Tu, M. Moravej, G.S. Selwyn, R.F. Hicks, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 573 (2001)
- [4] Y. Shimizu, T. Sasaki, T. Ito, K. Terashima, N. Koshizaki, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, 2940 (2003)
- [5] A. Holländer, L. Abhinandan, Surf. Coat. Technol. **174–175**, 1175 (2003)
- [6] T. Kikuchi, Y. Hasegawa, H. Shirai, J. Phys. D: Appl. Phys. **37**, 1537 (2004)
- [7] W.-H. Chiang, C. Richmonds, R.M. Sankaran, Plasma Sources Sci. Technol. **19**, 034011 (2010)
- [8] N.P. Rao, H. J. Lee, M. Kelkar, D.J. Hansen, J.V.R. Heberlein, P.H. McMurry, S. L. Girshick, Nanostruct. Mater. **9**, 129 (1997)
- [9] Y. Shimizu, T. Sasaki, A. Chandra Bose, K. Terashima, N. Koshizaki, Surf. Coat. Technol. **200**, 4251 (2006)
- [10] M. Rahman, R. Amsarani, D.A. Mooney, J.M.D MacElroy, D.P.J. Dowling, Nanosci. Nanotechnol. **9**, 3506 (2009)
- [11] D. Mariotti, H. Lindström, A. Chandra Bose, K. Ostrikov, Nanotechnology **19**, 495302 (2008)
- [12] D. Mariotti, V. Svrcek, D.-G. Kim, Appl. Phys. Lett. **91**, 183111 (2007)
- [13] I. Levchenko, K. Ostrikov, D. Mariotti, Carbon **47**,313 (2009)
- [14] G. Arnoult, T. Belmonte, G. Henrion, Appl. Phys. Lett. **96**, 101505 (2010)

Conséquences de l'interaction plasma paroi dans les tokamaks : le piégeage du tritium et la création de poussières

C. Grisolia

CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France.

Christian.grisolia@cea.fr

Lors de l'opération d'ITER, des flux importants de particules interagissent avec les composants face au plasma (CFP) de la machine. Dans le cas de matériaux légers (carbone et béryllium), une pulvérisation de la surface des CFP est observée. Ces matériaux pulvérisés se redéposent ensuite sur les parois en piégeant des quantités importantes d'atomes d'hydrogène constitutif du fuel du tokamak ITER (tritium/deutérium). Dans le cas de matériau lourd comme le Tungstène, le flux incident est implanté et diffuse ensuite dans le corps du matériau entraînant encore un piégeage de tritium.

Lors d'une perte de confinement dû à une fuite sur l'enceinte à vide de la machine, tout ou partie du tritium retenu dans les CFPs peut être libérée. Afin de limiter ces rejets de tritium, l'inventaire de Tritium retenu dans les parois d'ITER est limité. De plus, la densité d'un plasma de fusion c'est-à-dire la quantité totale d'ions dans la décharge est fortement liée au piégeage du fuel dans les CFP. Il est, par exemple, impossible d'initier un plasma de Tokamak si la source de particules neutres au bord de la décharge est trop élevée c'est-à-dire si la quantité de fuel piégé dans la paroi dépasse une limite opérationnelle donnée.

Il est donc essentiel de connaître à tout instant, la quantité de tritium piégé dans les CFP et de déterminer les procédés de piégeages dans les couches déposées et dans les composés métalliques. Il est aussi capital de développer des techniques efficaces de récupération qui pourront être mise en œuvre aussi bien in situ c'est-à-dire dans l'enceinte à vide d'ITER qu'ex situ lors, par exemple, du traitement des déchets tritiés.

Par ailleurs, les matériaux face au plasma sont fragilisés par l'interaction avec le plasma. De plus, les matériaux déposés sont par essence fragiles. Au fil des décharges, tous ces matériaux se délitent et des poussières activées et tritiées sont produites. En condition de fonctionnement normal du réacteur ITER, plusieurs dizaines de kilogrammes de poussières contenant du béryllium (Be), du graphite (C) et du tungstène (W) seront ainsi produites annuellement. Dans l'hypothèse d'un accident de perte de vide lié à une entrée d'air et/ou de vapeur dans le tokamak, ces particules peuvent réagir avec la vapeur d'eau pour produire de l'hydrogène qui peut ensuite réagir violemment en présence d'oxygène. En présence d'une entrée d'air, les poussières présentes dans l'enceinte à vide sont susceptibles de provoquer une explosion de poussière. Afin de limiter ces risques d'explosion, la quantité de poussières présentes dans l'enceinte a été limitée par les autorités de sûreté.

Il est donc essentiel d'appréhender au mieux les phénomènes de créations de ces particules lors de l'interaction des plasmas avec les matériaux de première paroi. Il faut aussi développer les systèmes de mesures in situ et des techniques permettant de récupérer ces poussières lors du fonctionnement du tokamak.

Les conséquences de l'interaction du plasma avec les parois d'un tokamak sont donc très critiques tant d'un point de vue opérationnel que de sûreté : érosion des matériaux, piégeage du tritium, production de poussières activées et tritiées potentiellement explosives.

Au cours de l'exposé proposé, après avoir rappelé les différentes configurations magnétiques pouvant être rencontrées dans un tokamak, la physique de l'interaction plasma paroi sera abordée avec pour objectif de déterminer le matériau le plus adapté à subir le feu du plasma.

Les limites opérationnelles du tokamak ITER seront ensuite précisées pour ce qui concerne le tritium piégé dans l'enceinte et la production de poussières.

Enfin, les activités de recherches concernant la mesure et le contrôle du tritium et des particules dans l'enceinte à vide lors du fonctionnement du tokamak seront brièvement décrites.

New insights into electron transport in Hall plasma thrusters: the collective Thomson scattering diagnostic

Sedina Tsikata

*Institut de Combustion, Aérodynamique, Réactivité et Environnement, Orléans, UPR
3021 CNRS, 1c ave. de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans cedex 2*

1 Introduction

Electric propulsion has extended our capabilities of space flight, and such technologies are expected to continue to do so over the next decades. These technologies are based on the acceleration of charged particles to produce thrust and/or electrical heating of a propellant. The key attraction of these technologies is the propellant economy made possible because of the very high propellant ejection velocities (tens of km/s). Such mass savings render electric propulsion key for long-distance, long-duration space travel.

The Hall thruster is an electric propulsion device distinguished by a long flight history since its invention by A. I. Morozov in the 1960s. Hundreds of Hall thrusters have flown or are in operation for geosynchronous satellite station-keeping. As the primary propulsion drive, a Hall thruster (a 1.5 kW PPS-1350 model designed by SNECMA) was first used in 2003 aboard ESA's SMART-1 Earth-Moon mission. More ambitious and demanding applications are envisaged for the future: on heavy satellite platforms, for orbit transfer, cargo transfer, and other space missions.

To achieve such goals, predictive simulation codes for thruster scaling and for forecasting operation are needed. Such codes do not yet exist, because many phenomena occurring in the thruster (including, but not limited to, secondary electron emission from the thruster walls, and anomalous electron transport) are difficult to model. A major research effort worldwide over the last couple of decades has been therefore devoted to achieving a better understanding of Hall thruster physics. This effort has taken the form of theoretical analyses, numerical simulations, and experiments. In France, this effort has united partners in academia and industry. The work discussed in this paper concerns research within the framework of the collaborative five-year ANR research project TELIOPEH (*Transport Electronique et Ionique dans les Propulseurs à Effet Hall*) initiated in 2006.

2 Ideas on thruster anomalous transport

The Hall thruster is a device in which crossed electric and magnetic fields to confine electrons, accelerate ions and produce thrust. The discharge is produced in an annular ceramic chamber, from a flow of a neutral propellant at the anode, ionized by electrons produced from an external cathode.

One of the long-standing goals of the community is to understand anomalous electron transport in the thruster. This transport refers to the abnormally high axial electron flux across magnetic field lines, which results in an overall reduction in thruster efficiency and may even contribute to thruster erosion. Within the thruster, the cumulative effect of different collisions gives a mobility close to the expected classical value. However, outside the thruster channel, despite the scarcity of such collisions, the observed mobility exceeds

that predicted by classical models by two or three orders of magnitude. Plasma turbulence has been suggested as the culprit.

Studies of the plasma have revealed the presence of a diverse range of instabilities, of frequencies from the kHz to the GHz range [1]. The first numerical and theoretical study to reveal the presence of a particular instability linked to electron transport was made in 2004 by J-C. Adam, A. Héron and G. Laval (Centre de Physique Théorique, Ecole Polytechnique). Particle-in-cell simulations in an axial-azimuthal geometry showed the presence of an azimuthally-propagating mode with frequencies in the MHz range and wavelengths on the order of the electron Larmor radius. The presence of this instability gave rise to particle heating and an electron drift towards the anode. Linear kinetic theory analysis showed excitation of the mode in the vicinity of electron cyclotron resonances, $k_y V_d \approx n\omega_{ce}$, where k_y represents the mode azimuthal wavenumber, V_d the electron azimuthal drift velocity, n a whole number, and ω_{ce} the electron cyclotron frequency.

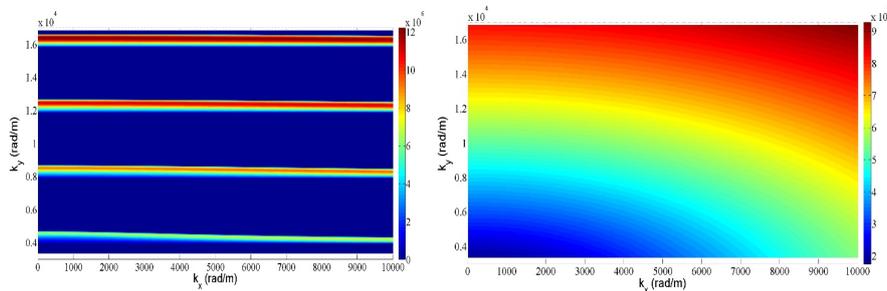


Figure 1: Linear kinetic theory dispersion relation solutions from Adam et al., as a function of azimuthal and axial wave vector components. A discrete dispersion relation (left) is expected from initial theoretical models, but experiments have provided additional information to obtain a realistic solution (right)

Confirmation of the presence of this instability is beyond the capacity of conventional thruster diagnostics (probes or antennae), due to the high electron temperatures (several tens of eV) and magnetic field in the plasma regions concerned, and the short length scales of the instability (mm and sub-mm) involved. For this reason, it was suggested by A. Bouchoule that a collective scattering diagnostic be built for detection of the instability.

This effort posed major challenges because of the low plasma density (three orders of magnitude lower than that found in tokamak experiments). An evaluation performed by N. Lemoine and D. Grésillon revealed the possible presence of a scattered signal situated at a level 1000 times below that of the noise. It was therefore necessary to consider the design a new high-performance diagnostic capable of maximizing the signal to noise ratio.

3 The PRAXIS diagnostic

In the thruster, the diagnostic is used to measure electron density fluctuations to detect the instability predicted by Adam et. al. Observation length scales are set to those of the instability, and a summation of correlated field phases produces a large scattered wave signal. The PRAXIS (PRopulsion Analysis eXperiments via Infrared Scattering) diagnostic uses a 40W CO₂ continuous laser, of wavelength 10.6 μ m. The incident beam is split into a primary (99% of laser power) beam and a frequency-shifted, low-power local oscillator

beam. A system of mirrors and lenses is used to tailor both beams to the desired waists at different locations on the bench, while a translator-rotator element is used to vary the observation wave vector magnitude and orientation. The local oscillator and primary beams intersect in the plasma in front of the thruster exit plane, defining the observation region by their common volume, as well as the observation wave vector properties. Heterodyne detection is used to detect the scattered signal: the interference between the plasma-scattered radiation and the frequency-shifted local oscillator beam produces a term from which the amplitude and phase of the plasma-scattered signal alone may be extracted, after appropriate filtering, amplification, and post-processing. Signal detection requires both a high resolution and a very large sample depth for post-acquisition signal treatment. The bench uses a 14-bit digitizer card, with acquisitions of two channels of typically 6.5 million samples at a rate of 50 MHz.

Experiments are performed at the national thruster facility PIVOINE, on the 5 kW PPSX000-ML thruster (SNECMA), which is operated using xenon propellant.

The optical bench is shown in Fig. 2.

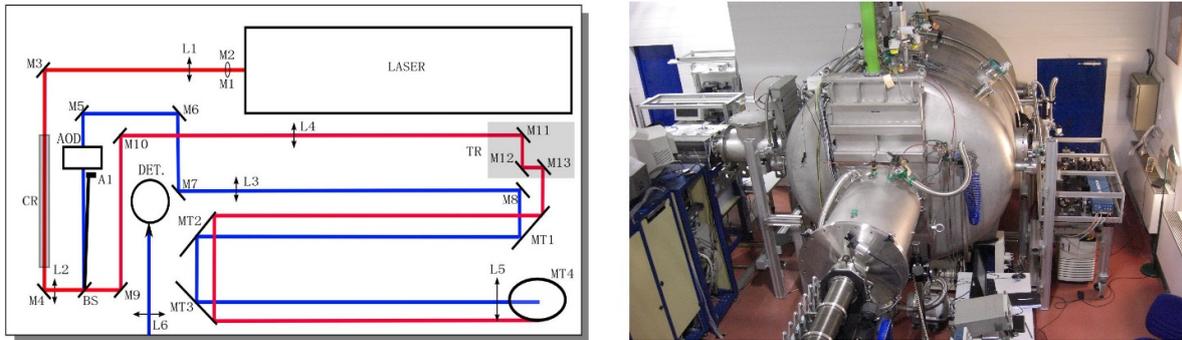


Figure 2: The PRAXIS diagnostic: (left) a schematic of the optical trajectories showing the primary (red) and blue (local oscillator) beams. The diagnostic is installed at the PIVOINE thruster facility (right) during experiments. A structure of external mirrors is mounted on support beams around the vessel, in order to guide and recover the plasma-scattered wave

4 Experimental results

The predicted mode was successfully identified in the experiment [3]. A sample spectrum is shown in Fig.3, following averaging of Fourier transform segments of the signal time series. The plasma signal (blue) shows signal peaks around ± 5 MHz, with the positively-signed peak corresponding to observations from one channel (where the wave vector is pointing in the same direction as the wave propagation), and the negatively-signed peak to observations from the opposite channel. For the case shown, the observation length scale is 0.7 mm. A plot of the frequency-wavenumber variation, together with the fluctuation amplitude levels, shows a linear variation, with a group velocity corresponding to 3.5 km/s.

Apart from identifying the predicted instability, the collective scattering experiments revealed other interesting properties of the mode. Contrary to initial theoretical ideas, which considered a purely azimuthal, or azimuthal-axial propagation of the instability, experiments showed the necessity of a full three-dimensional description of the mode,

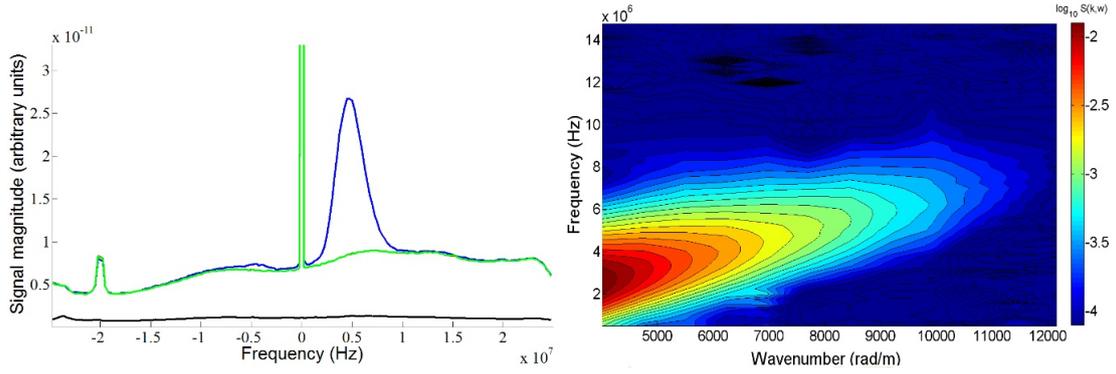


Figure 3: Typical spectra obtained from the experiment, after signal averaging (left). The plasma-scattered signal is in blue, and the laser noise is in red. The experimental dispersion relation of the instability is shown (right), showing the variation in peak frequency as a function of the observation length scale (right)

accounting for the radial component (the wave vector component parallel to the magnetic field). This idea, together with the ion contributions, was used to refine the dispersion relation to the full form shown in Eq. 1[4].

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_D^2} \left[1 + \frac{\omega - k_y V_d}{k_z v_{the} \sqrt{2}} e^{-\gamma} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} Z(\zeta_m) I_m(\gamma) \right] - \frac{1}{2k^2 \lambda_{Di}^2} Z' \left(\frac{\omega - k_x v_i}{\sqrt{2} k v_{thi}} \right) = 0 \quad (1)$$

In Eq.1, v_{the} , v_{thi} represent the electron and ion thermal velocities, v_i the ion axial velocity, and λ_D , λ_{Di} the electron and ion Larmor radii, and $\zeta_m = \frac{\omega - k_y V_d - m \omega_{ce}}{k_z v_{the} \sqrt{2}}$ and $\gamma = \left(\frac{k_{\perp} v_{the}}{\omega_{ce}} \right)^2$.

From a close examination of the mode amplitude variation as a function of the orientation of the observation wave vector in two planes (the $(\vec{E}, \vec{E} \times \vec{B})$ and $(\vec{B}, \vec{E} \times \vec{B})$ planes) it was possible to obtain a characterization of both the mode directivity.[5] The mode was observed to propagate with a 10 degree inclination toward the thruster face in the $(\vec{E}, \vec{E} \times \vec{B})$ plane, and an inclination in the $(\vec{B}, \vec{E} \times \vec{B})$ of about 5 degrees. These results are summarized by the projection in Fig. 4, where α represents the angle measured from the axial direction in the $(\vec{E}, \vec{E} \times \vec{B})$ plane, and β the angle measured from the radial direction in the $(\vec{B}, \vec{E} \times \vec{B})$ plane.

The experiment revealed an exponential scaling law for the mode fluctuation amplitude over the length scales studied (0.4 to 1.8 mm). The fluctuation amplitude drops off as a function of wavenumber with an e -decrement on the order of the electron Larmor radius. An integration of the fluctuation intensity over the wave vector space was performed using the knowledge of this scaling law, and the angular distribution of the mode amplitude in the $(\vec{E}, \vec{E} \times \vec{B})$ and $(\vec{B}, \vec{E} \times \vec{B})$ planes. This provided an estimate of the absolute density fluctuation level, which is only 3 % for a mean density of 10^{18} per m^3 . This provides an illustration of the very high level of sensitivity of the diagnostic.

5 Conclusions

The development of the PRAXIS diagnostic has provided a new tool for studying thruster plasmas. With support for theoretical models, and detailed information on instabilities,

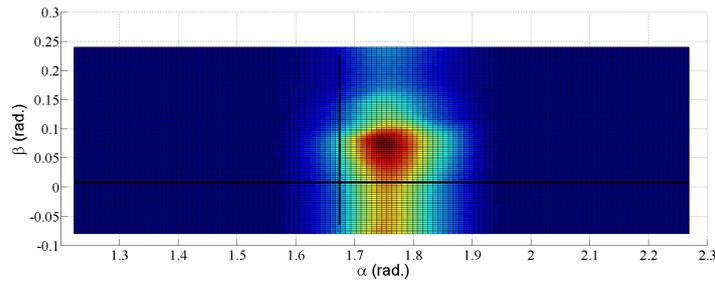


Figure 4: Angular directivity of the instability, a projection shown using the two planes of observation. The thick black horizontal and vertical lines show angles corresponding to the origins of the radial and azimuthal directions respectively

clearer ideas on the origins of anomalous electron transport are now available. Challenges remain in the understanding of thruster physics, however. The non-linear coupling of a number of phenomena in the thruster means that in addition to new diagnostics, sophisticated theoretical models must continue to be developed.

6 Acknowledgments

This work was made possible by the contributions of numerous partners in the plasma propulsion GDR program, including J-P Boeuf, who piloted the ANR project. Close collaborators D. Grésillon, A. Héron, J-C. Adam, C. Honoré and N. Lemoine participated actively in the research efforts. Additional funding support for the research was provided by CNES and SNECMA.

References

- [1] E. Y. Choueiri, *Phys. Plasmas*, **8**, 4 (2001)
- [2] J-C. Adam, A. Héron, and G. Laval, *Phys. Plasmas*, **11**, 1 (2004)
- [3] S. Tsikata, N. Lemoine, V. Pisarev, and D. Grésillon, *Phys. Plasmas*, **16**, 033506 (2009)
- [4] S. Tsikata, Ecole Polytechnique, PhD thesis (2009)
- [5] S. Tsikata, C. Honoré, N. Lemoine and D. Grésillon, *Phys. Plasmas*, **17**, 112110 (2010)

Phénomènes d'auto-organisation dans les plasmas froids

J.P. Boeuf, B. Bernecker, Th. Callegari, S. Blanco, R. Fournier
Université de Toulouse, CNRS, LAPLACE (Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie)
118 route de Narbonne, F-31062 Toulouse cedex 9, France.

Les plasmas, naturels ou de laboratoire, « chauds » ou « froids » offrent des exemples multiples de phénomènes de structuration cohérente ou d'auto-organisation de la densité de plasma et de l'émission lumineuse. Ces phénomènes font l'objet d'études très poussées dans les plasmas de fusion par exemple, car ils sont associés aux instabilités et à la turbulence, et jouent un rôle essentiel dans le transport du plasma à travers les lignes de champ magnétique. Dans les plasmas froids, des phénomènes d'auto-organisation sont présents dans une large gamme de pression allant d'une fraction de Pa à la pression atmosphérique. Dans des conditions de très basse pression et en présence de champ magnétique, on retrouve des phénomènes de structuration associés au transport anormal à travers le champ magnétique. A haute pression on observe des phénomènes d'auto-organisation de nature très différente et qui ont souvent leur origine dans l'ionisation, très locale en raison de la forte collisionnalité, et fortement couplée au champ électrique local. Les phénomènes thermiques peuvent évidemment contribuer à la formation d'instabilités (mais ne sont pas nécessaires ni toujours présents). Deux exemples classiques sont les figures de Lichtenberg qui forment des arborescences électriques fractales lors d'une décharge électrique sur une surface isolante, et la « boule plasma » bien connue du grand public et dans laquelle des filaments auto-organisés en mouvement apparaissent entre une électrode soumise à une tension basse fréquence et la masse environnante, séparées capacitivement par une enveloppe diélectrique transparente. Les phénomènes d'auto-organisation ne sont pas étudiés, dans les plasmas froids, de façon aussi systématique que dans les plasmas de fusion car les enjeux ne sont évidemment pas les mêmes.

Dans cet exposé nous choisissons l'exemple des décharges à barrière diélectrique (DBD) fonctionnant dans des régimes de décharge luminescente (différent du régime dit de « streamer » dans lequel la multiplication électronique dans l'espace inter-électrode est beaucoup plus grande), avec des tensions sinusoïdales basse fréquence et dans une géométrie d'électrodes planes parallèles recouvertes de couches diélectriques.

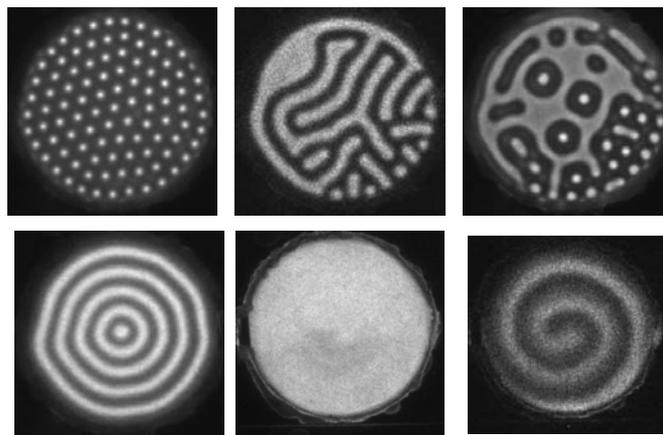


Figure 1 : Exemples de structures organisées observées dans une décharge à barrière diélectrique fonctionnant en régime de décharge luminescente. Les photos sont prises à travers une électrode transparente en ITO ; d'après [2].

L'étude de ces systèmes est intéressante au moins à deux titres : 1) les DBD offrent une variété extrêmement riche de phénomènes de structuration cohérente et de dynamique non-linéaire [1] et sont très faciles à étudier expérimentalement (par rapport à d'autres systèmes physiques ou chimiques présentant des propriétés comparables de structuration) ; 2) les applications industrielles des DBD sont nombreuses mais le régime de plasma homogène serait dans de nombreux cas préférable au régime filamentaire et il est donc important de comprendre les mécanismes qui contrôlent les transitions de phase entre ces régimes.

Dans les conditions de DBD en régime de décharge luminescente les structures auto-organisées que l'on peut observer sont souvent très semblables à celles de systèmes de réaction-diffusion classiques [1, 2] (structures hexagonales, en bande, spirales, cibles etc...). De plus, les DBD sont quelques fois le siège de phénomènes dynamiques complexes: spirales en rotation, filaments isolés en mouvement ("solitons"), collisions entre filaments, génération et annihilation de filaments. Ces phénomènes peuvent être observés à l'aide de caméras rapides, et certains d'entre eux sont assez bien reproduits, au moins qualitativement, par des modèles numériques classiques de décharge collisionnelle couplant équations de transport fluides et équation de Poisson [2]. Cependant, des tentatives de description de ces phénomènes par des modèles de type réaction-diffusion [1] susceptibles de permettre une réelle analyse des paramètres contrôlant l'auto-organisation n'ont pas été vraiment couronnées de succès jusqu'à présent. Cet échec est en partie attribuable à une mauvaise compréhension des mécanismes physiques sous-jacents par les auteurs de ces tentatives, issus du domaine de la dynamique non-linéaire. Une autre raison est la difficulté intrinsèque de simplifier le système d'équations de transport-Poisson dans un modèle classique de décharge luminescente. Cette difficulté est due notamment au fait que l'hypothèse de quasi-neutralité n'est pas applicable ici car les gaines de charge d'espace ionique (qui sont le siège d'une ionisation intense dans ces décharges, ou, tout au moins, contrôlent complètement l'ionisation et la génération du plasma) jouent un rôle essentiel dans les phénomènes d'auto-organisation de filaments. Notons que dans les plasmas magnétisés de bord de Tokamak, les équations de transport électronique et ionique combinées à l'hypothèse de quasi-neutralité conduisent au système classique d'équations de Hasegawa-Wakatani (ou à l'équation de Hasegawa-Mima pour des électrons adiabatiques, [3]), qui présentent des analogies avec les systèmes de réaction-diffusion et permettent de décrire certains aspects de la turbulence plasma (turbulence d'ondes de dérive dissipative) et des phénomènes d'auto-organisation associés.

Dans cette exposé nous montrerons que des expériences et simulations récentes permettent d'arriver à une compréhension très fine des mécanismes conduisant à l'auto-organisation de filaments dans les DBD, compréhension qui devrait aider à jeter les bases d'un modèle de type réaction-diffusion-advection. Ce modèle bien que phénoménologique aurait une base physique beaucoup plus forte que ceux proposés jusqu'à présent. Il devrait également permettre de décrire et d'analyser certains phénomènes dynamiques difficiles à reproduire dans les simulations numériques directes des équations transport-Poisson en raison de la lourdeur des calculs dans des conditions tri-dimensionnelles.

Références

[1] H.G. Purwins, H.U. Bödeker, Sh. Amiranashvili, "*Dissipative solitons*", *Advances in Physics* Vol. 59, No. 5, 485–701 (2010)

[2] B. Bernecker, "*Formation de structures et phénomènes d'auto-organisation dans les Décharges à Barrière Diélectrique*", thèse de l'Université Paul Sabatier (2010)

[3] S. Benkada, P. Beyer, X. Garbet, « *Transport turbulent et auto-organisation dans les plasmas de tokamak* », *Images de la Physique*, CNRS, 24-30 (2003-2004)

Mécanismes multi-échelles de génération d'îlots magnétiques par une turbulence d'interchange

O. Agullo^{1,2}, M. Muraglia³, A. Poyé^{1,2}, S. Benkadda^{1,2}, X. Garbet⁴, M. Yagi⁵, A. Sen⁶

¹ France-Japan Magnetic Fusion Lab, LIA 336 CNRS, 13397 Marseille Cedex 20, France

² Aix-Marseille Univ, PIIM Laboratory, UMR 6633 CNRS, 13397 Marseille Cedex 20, France

³ Aix-Marseille Univ, LISA Laboratory, EA 4672, 13397 Marseille Cedex 20, France

⁴ CEA, IRFM, 13108 St. Paul-Lez-Durance, France

⁵ Japan Atomic Energy Agency, Rokkasho Aomori 039-3212, Japon

⁶ Institute for Plasma Research, Bhat, Gandhinagar 382428, India

mél : olivier.agullo@univ-amu.fr

La fusion thermonucléaire par confinement magnétique est une des options énergétiques possibles du futur. Elle consiste à confiner un plasma relativement dense pendant un temps suffisamment long pour atteindre la condition d'ignition appelée critère de Lawson [1] : $n\tau_E > 10^{20} m^{-3}$ (n est la densité du plasma et τ_E un temps caractéristique de confinement du plasma), et déclencher la réaction de fusion thermonucléaire du deutérium et du tritium. Sachant qu'une particule chargée, immergée dans un champ magnétique \mathbf{B} , suit essentiellement les lignes de ce champ, d'autant plus qu'il est intense, un confinement magnétique pourra être réalisé en fermant ces lignes de champs et donc en localisant les particules chargées. Plusieurs géométries du champ magnétique ont été étudiées dans ce but. L'une des plus explorées, ces dernières décennies, est la configuration tokamak [2, 3] dans laquelle les particules chargées sont confinées sur des surfaces magnétiques en forme de tores emboîtés : par exemple, JET en Angleterre, Tore Supra en France, JT-60 au Japon, ..., et aujourd'hui le projet ITER.

Néanmoins, le confinement magnétique d'un plasma dans un tokamak présente des difficultés majeures dont les origines sont encore largement inexpliquées. En effet, pour atteindre la condition d'ignition, un plasma de coeur de tokamak doit atteindre des températures extrêmes de l'ordre de 10^8 °C qui entraînent l'apparition de forts gradients (en température, en pression, en densité, en courant) et qui génèrent des fluctuations des champs électromagnétiques mais aussi de densité et de températures à l'origine de diverses instabilités. En effet, il existe des zones du tokamak où la courbure du champ magnétique est en opposition avec les différents gradients des champs (température, pression, densité). Ces zones sont instables du point de vue de mécanismes de type interchange. Ces derniers sont largement analogues à celui qui est à l'origine de l'instabilité de Rayleigh-Taylor en fluide, la force exercée sur les particules due à la courbure jouant le rôle de la pesanteur et les gradients des champs celui du gradient de densité (fluide lourd au dessus d'un fluide léger). L'instabilité d'interchange amène alors à la génération d'une turbulence dont la taille caractéristiques des structures engendrées est de l'ordre du rayon de Larmor thermique, mille fois plus petit que la taille du plasma pour les ions dans ITER par exemple. D'une part, la turbulence ainsi générée augmente le flux de particules chaudes vers le bord du tokamak et par conséquent dégrade la qualité du confinement. D'autre part, la turbulence peut être à l'origine de barrières de transport et d'écoulement zonaux permettant respectivement d'augmenter la température au centre de la machine et de diminuer le transport en cisailant les cellules de convections ; soit, finalement, de se rapprocher de la condition d'ignition. Il apparaît donc clairement que le contrôle de la turbulence est un enjeu important pour ITER.

De plus, les gradients de courant à l'origine des fluctuations du champ magnétique peuvent conduire à l'excitation d'instabilités MagnétoHydroDynamiques (MHD) connues sous le nom

de modes de déchirement [5] pouvant entraîner une perte du confinement. En particulier, les modes de déchirement néoclassiques (NTM) demeurent un problème délicat, même pour le scénario de base de ITER, le ELMy H-mode. Ils pourraient diminuer la puissance de fusion de 20 à 40%[6] et la situation sera encore plus délicate à des niveau de pression plus élevés. Les modes de déchirement conduisent à une modification conséquente de la topologie des lignes de champ magnétique : la destruction de surfaces magnétiques résonantes qui se conjugue avec une reconnexion des lignes de champ amène à la formation et au développement d'un îlot magnétique dont la taille typique est de l'ordre d'une fraction du petit rayon d'un tokamak mais qui peut grossir jusqu'à occuper tout l'espace. Lorsque l'îlot atteint les parois de la machine, en quelques millisecondes, il s'y refroidit et il y a une diminution brutale du courant du plasma qui se met à circuler dans la paroi ; un courant de l'ordre de quelques méga-ampères pour ITER et où les champs magnétiques sont de l'ordre du Tesla peut amener à un endommagement de la machine. Le confinement et le plasma sont dans tous les cas perdus, c'est une disruption [7]. Le développement non-linéaire des NTM nécessite au préalable la présence d'îlots magnétiques graines pour se développer. Leur origine reste aujourd'hui encore mal comprise et représente un challenge pour réussir à contrôler et même à supprimer ces îlots magnétiques. Nous verrons qu'une des origines est en fait liée au développement d'une turbulence au sein du plasma.

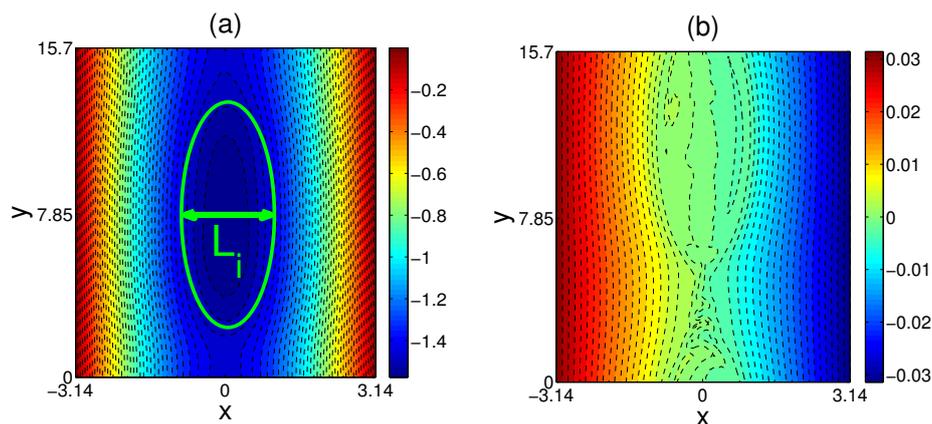


FIGURE 1 – (a) Coupe poloïdale des surfaces magnétiques : le battement des modes interchanges aux petites échelles a permis le déchirement puis la reconnexion des lignes du champ magnétique pour former, au centre la figure, un îlot magnétique de largeur L_i . (b) Coupe poloïdale du champ de pression dans le régime asymptotique stationnaire : aplatissement de la pression dans l'îlot.

Étant sur des échelles temporelle et spatiale différentes, la turbulence petites échelles et les instabilités magnétohydrodynamiques ont été largement étudiées séparément jusqu'à aujourd'hui. De plus, au vue de la faiblesse relative des fluctuations magnétiques, la microturbulence a été étudiée dans un cadre purement électrostatique tandis que l'origine des macro-structures magnétiques était elle associée à des mécanismes indépendants du caractère turbulent du plasma. Cependant, la turbulence et les îlots magnétiques coexistent dans un plasma et plusieurs expériences montrent des corrélations entre les deux phénomènes. Notamment, la microturbulence a été observée dans des plasmas de la machine Large Helical Device (LHD) qui est habituellement le siège d'instabilités MHD [8]. Inversement, une forte activité MHD a été observée dans des plasmas où la microturbulence a entraîné la formation d'une barrière de transport [9].

En outre, plusieurs travaux théoriques et numériques portant sur l'interaction multi-échelles îlot magnétique/turbulence montrent que les deux dynamiques peuvent être étroitement liées [10, 11, 12, 13, 14] et en particulier que les graines d'îlots peuvent avoir pour origine une turbulence petite échelle[15].

Plus précisément, nous étudions la dynamique non-linéaire d'un mode de déchirement magné-

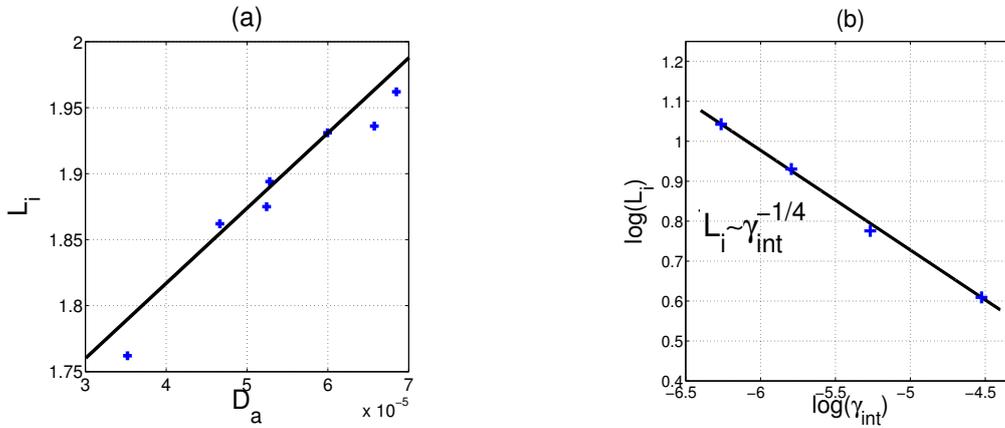


FIGURE 2 – (a) Mode de déchirement stable linéairement : la largeur L_i de saturation de l'îlot magnétique dépend linéairement du coefficient de diffusion de la turbulence D_a . (b) Mode de déchirement marginalement instable linéairement : contrôle de la largeur L_i de saturation de l'îlot magnétique par la croissance du mode interchange le plus instable aux petites échelles. γ_{int} est le taux de croissance associé

tique marginalement stable et instable, en présence de turbulence d'interchange petites échelles situé au voisinage d'une même surface résonnante, par le biais de simulations numériques MHD 2D. Nous obtenons que lorsque les instabilités MHD sont absentes ou faibles, la turbulence génère des îlots magnétiques graines. Nous partons, dans ce but, d'une situation où le mode de déchirement est stable d'un point de vue linéaire, seuls les modes interchanges sont instables aux petites échelles. Nous montrons qu'il existe alors un mécanisme de battement non-linéaire et constructif des modes interchanges instables qui donne lieu à la formation d'un îlot magnétique aux grandes échelles tel qu'observé sur la Fig.1(a) : alors que le mode de déchirement est linéairement stable, on observe non-linéairement un îlot magnétique de largeur L_i (indiqué de manière schématique sur la figure). Un enjeu important est alors de quantifier la largeur de l'îlot générée par la turbulence et de montrer que cette largeur est contrôlée par l'intensité de cette dernière. Pour cela, nous distinguons la situation où le mode de déchirement est stable linéairement de la situation où il est marginalement instable mais pas assez pour empêcher que le battement non-linéaire des modes interchanges domine la formation et la dynamique de l'îlot magnétique. La Fig.2(a) montre que, lorsque le mode de déchirement est stable, la largeur de saturation L_i de l'îlot magnétique est proportionnel au coefficient de diffusion anormal de la turbulence D_a . Il représente une mesure du niveau de turbulence et est obtenu à partir d'une approche théorique du type longueur de mélange[16]. Dans le cas où le mode de déchirement est marginalement instable linéairement, la Fig.2(b) montre qu'une fois de plus, l'interchange contrôle la largeur L_i de l'îlot à saturation puisque celle-ci dépend, selon une loi de puissance, du taux de croissance du mode interchange le plus instable. Ce résultat est en accord avec des prédictions théoriques obtenues précédemment[10].

Par l'étude des différents transferts d'énergie, nous montrons également que la présence de

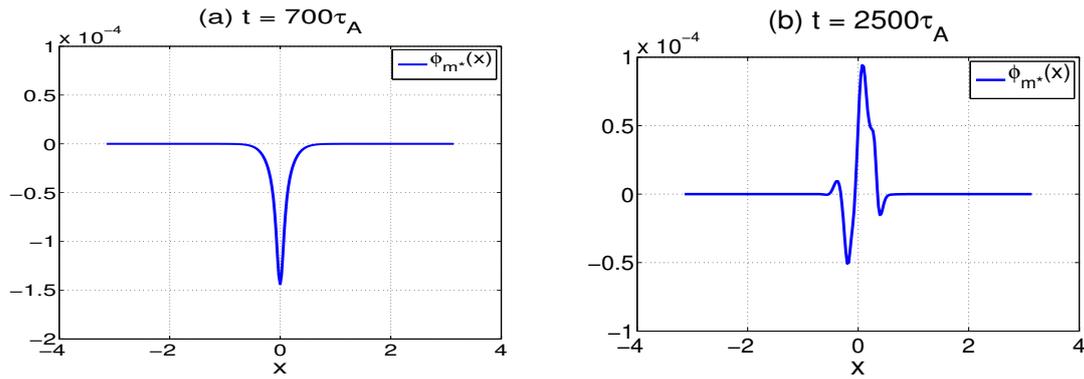


FIGURE 3 – fonction propre du potentiel ϕ du mode poloidal m_* le plus instable d'un point de vue interchange, $\gamma_{\text{int}} = \gamma(m_*)$. (a) à la fin de la phase quasi-linéaire. (b) durant la phase non-linéaire. τ_A est le temps d'Alfvén et x la distance à la surface résonante.

l'îlot magnétique affecte fortement la nature de la turbulence. À titre d'illustration de ce résultat, sur la figure 3, on observe que la dynamique non-linéaire amène à changer la nature des modes des petites échelles, ici celle où le taux de croissance linéaire de l'instabilité d'interchange est maximal. Ce changement de nature se manifeste notamment par une perte de parité caractéristique d'une turbulence interchange électrostatique. Cela indique en particulier, qu'un approche électrostatique de la turbulence, qui est encore souvent privilégiée aujourd'hui, doit être entreprise avec vigilance en particulier au voisinage d'un îlot magnétique. Enfin la Fig. 1-b montre que asymptotiquement, sur des temps de près d'un ordre de grandeur supérieur à celui de la saturation de la taille de l'îlot, la dynamique non-linéaire a conduit à l'aplatissement de la pression sur l'ensemble de l'îlot. Ce résultat est important car l'aplatissement de l'îlot est en général utilisé pour détecter la présence d'îlot magnétique. Il a été interprété comme un phénomène lié à la valeur élevée de la diffusion parallèle de la température [17], de l'ordre du $m^2 s^{-1}$. Dans notre travail nous avons explicitement négligé la diffusion parallèle. Nous montrons ainsi, indirectement, que la turbulence génère une diffusion parallèle anormale qui conduit à cet aplatissement.

Références

- [1] J.M. Rax, *Physique des plasmas*, Dunod, France (2005)
- [2] *La Fusion Thermonucléaire Contrôlée par Confinement Magnétique*, Collection CEA, Masson, France (1987)
- [3] J. Wesson, *Tokamaks*, troisième édition, Clarendon Prex-Oxford, England (2004)
- [4] ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs and ITER Joint Central Team and Physics Integration Unit, *Nucl. Fusion* **39** 2137 (1999)
- [5] D. Biskamp, *Magnetic Reconnection in Plasmas*, Cambridge University Press, England (2000)
- [6] Buttery et al, *Nucl. Fusion* **44** 678 (2004)
- [7] A. Vannucci, K.A. Oliveira, T. Tajima, *Nucl. Fusion* **39** 2 (1999)
- [8] K. Tanaka et al, *Nucl. Fusion* **46** 110 (2006)
- [9] E. Jorin et al, *Nucl. Fusion* **43** 1167 (2003)
- [10] M. Yagi et al, *J. Plasma Fusion Res.* **2** 025 (2007)
- [11] F. Waelbroeck et al, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **51** 015015 (2009)
- [12] M. Muraglia et al, *Phys. Rev. Lett.* **103** 145001 (2009)
- [13] M. Muraglia et al, *Nucl. Fusion* **49** 055016 (2009)
- [14] A. Ishizawa, N. Nakajima, *Phys. Plasmas* **17** 072308 (2010)
- [15] M. Muraglia et al, *Phys. Rev. Lett.* **107** 095003 (2011)
- [16] B.B. Kadomstev, *Plasma Turbulence*, Academic Press, New York (1965)
- [17] R. Fitzpatrick, *Phys. Plasmas* **2** 825 (1995)

Production d'ions négatifs en surface. Application à la fusion magnétique contrôlée

G. Cartry, A. Ahmad, M. Carrère, J.M. Layet

¹ *Université d'Aix –Marseille; CNRS UMR 6633 ; Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires (PIIM), Centre de St Jérôme, service 241, 13397 Marseille Cedex 20*
mél: gilles.cartry@univ-amu.fr

Introduction

Ce travail se place dans le contexte de la fusion thermonucléaire contrôlée et des projets ITER et DEMO qui ont pour but de démontrer sa faisabilité. Dans les dispositifs de fusion tels qu'ITER et DEMO (1^{er} réacteur de Fusion produisant 1GW électrique couplé au réseau), le chauffage du plasma est en grande partie assuré par l'injection de faisceaux d'atomes de deutérium neutres (D) énergétiques (1-2 MeV), créés à partir de faisceaux intenses d'ions négatifs D⁻ extraits d'une source plasma à basse pression et accélérés à de grandes énergies. La seule solution connue à ce jour pour produire les faisceaux intenses (20mA/cm²) requis pour ITER ou DEMO est d'injecter du césium sous forme vapeur dans la source d'ions négatifs. Le dépôt du césium sur les parois de la source augmente notablement la production d'ions négatifs en surface grâce à l'abaissement du travail de sortie du matériau. Bien que très efficace cette solution possède de nombreux défauts comme la diffusion du césium dans l'accélérateur de particules, la consommation élevée de césium et la stabilité du procédé sur des temps longs. Ces défauts engendreront une maintenance contraignante et régulière de l'injecteur de neutres constitué de la source d'ions négatifs, de l'accélérateur et du neutraliseur. Afin de réduire la périodicité de la maintenance, il faut minimiser ou annuler l'utilisation du césium. Dans ce but nous étudions la production d'ions négatifs en plasma d'hydrogène sans césium. Notre objectif est de comprendre les mécanismes de production en surface en plasma sans césium en vue de les optimiser.

Dispositif expérimental

Les mesures sont réalisées dans un réacteur de type hélicon en mode capacitive ou inductif, sans champ magnétique. Un échantillon du matériau étudié est placé au centre de la chambre de diffusion et fait face à un spectromètre de masse muni d'un analyseur en énergie. L'échantillon est polarisé négativement par rapport au potentiel plasma. Les ions positifs du plasma le bombarde créant ainsi des ions négatifs en surface. Ces ions négatifs sont accélérés par la gaine devant l'échantillon vers le plasma qu'ils traversent sans collision aux faibles pressions considérées dans cette étude (0.2 – 2 Pa). Ils sont ensuite collectés par le spectromètre de masse et analysés en énergie. L'étude de leur fonction de distribution en énergie permet de remonter aux mécanismes de production en surface.

Résultats et discussions

La première étude menée concernait le graphite HOPG (Highly Oriented Pyrolytic Graphite). Nous avons montré que les ions négatifs étaient produits en surface par deux mécanismes. Le premier est la rétrodiffusion d'un ion positif incident sous forme d'un ion négatif [1]. Le deuxième est la pulvérisation d'un atome d'hydrogène adsorbé en surface sous forme d'un ion négatif [2]. L'analyse des résultats montre qu'une grande majorité des ions négatifs mesurés a été créée par le mécanisme de pulvérisation. Nous avons également montré que les mêmes mécanismes étaient à l'œuvre dans les plasmas de deutérium [3]. Afin d'aller plus loin dans l'interprétation des mesures, une modélisation des fonctions de distribution en énergie a été entreprise. Le logiciel SRIM est utilisé pour obtenir la distribution énergétique et angulaire

des particules, à priori neutres, émises par la surface. L'hypothèse que ces distributions sont de formes identiques pour les ions négatifs est faite et, en se basant sur ces distributions, les calculs des trajectoires des ions négatifs dans les gaines face à l'échantillon et face au spectromètre de masse sont réalisés. Ces calculs donnent la distribution angulaire et énergétique des ions négatifs arrivant sur le spectromètre de masse. A l'aide du logiciel SIMION, le transport des ions dans le spectromètre de masse est simulé et, en intégrant sur l'ensemble des angles acceptés par le spectromètre, la distribution énergétique des ions détectés est calculée. L'accord entre les fonctions de distribution calculées et mesurées s'avère excellent validant ainsi l'usage de SRIM pour les ions négatifs dans ces conditions expérimentales. De surcroît, les calculs révèlent une mesure préférentielle des ions négatifs créés par le mécanisme de pulvérisation. En effet, ces ions sont émis à des angles plus proches de la normale et à des énergies moyennes plus faibles que les ions créés par le mécanisme de rétrodiffusion. Ainsi, leurs trajectoires sont plus facilement rectifiées par les gaines et ils impactent le spectromètre sous des angles plus faibles, augmentant ainsi leur probabilité de transmission. Ces résultats montrent que seul un petit pourcentage des ions émis par la surface peut être mesuré et que le graphite est encore meilleur émetteur d'ions négatifs qu'on le pensait initialement. Notons enfin que ces calculs ont été rendus possibles grâce à une collaboration avec le LPGP (T. Minéa) visant à calculer la forme des gaines devant le spectromètre de masse à l'aide d'un code d'extraction d'ions adapté à nos conditions expérimentales.

Nous avons ensuite mené une étude sur d'autres matériaux. En particulier nous nous sommes intéressés aux couches minces de diamant dopé au bore (collaboration avec A. Gicquel, LSPM), et de diamant de manière plus générale (collaboration avec D. Eon, Institut Néel). Parmi les matériaux testés (de nombreux métaux, le silicium...), les couches carbone se révèlent être les matériaux les plus efficaces pour la création d'ions négatifs. A température ambiante, le diamant dopé au bore est légèrement moins efficace que le graphite pour la production d'ions négatifs. Lorsque la température de surface augmente, et alors que la production d'ions négatifs sur graphite diminue, celle sur diamant augmente. Autour de 400°C, la production de surface sur diamant est jusqu'à cinq fois supérieure à celle observée sur graphite à température ambiante [4]. Cette production de surface diminue ensuite pour des températures plus élevées. Ces résultats sont très encourageants pour le développement de méthodes de production d'ions négatifs en surface sans césium. Des analyses Raman après exposition plasma ont permis de fournir une interprétation probable à ces observations. Lorsque les échantillons de graphite ou de diamant sont soumis au plasma, il se crée en surface des défauts et des zones amorphisées, et de l'hydrogène est implanté dans le matériau. Les états de surface sur les deux matériaux sont alors similaires et le taux de production des ions négatifs est voisin. Les signatures Raman des deux échantillons sont semblables et diffèrent nettement des signatures des matériaux vierges. Lorsque l'on chauffe à 400°C, la gravure préférentielle des phases sp² des matériaux permet de reconstruire partiellement la structure diamant. La signature Raman du diamant se rapproche alors de celle obtenue avant exposition plasma. La production de surface est grande probablement du fait des propriétés d'émission électronique du diamant. De surcroît, la couverture d'hydrogène en surface est encore assez élevée pour permettre au mécanisme de pulvérisation d'avoir lieu. Lorsque l'on augmente encore la température, la structure du diamant continue de se reconstruire mais le pourcentage d'hydrogène en surface diminue provoquant une diminution des ions négatifs mesurés.

Ces travaux vont se poursuivre et s'étendre à d'autres matériaux. Le but est d'identifier les propriétés de surface pertinentes jouant sur la probabilité de formation des ions négatifs et d'aller ainsi vers le matériau « idéal ».

Remerciements :

Ces travaux, financés par la communauté européenne au travers du contrat d'association entre EURATOM, le CEA et la FR-FCM (Fédération de Recherche en Fusion par Confinement Magnétique), ont été menés dans le cadre de l'EFDA (European Fusion Development Agreement). Un support financier a également été obtenu de l'Agence National de la Recherche au travers des contrats ITER-NIS (08- BLAN-0047-05) et CAMITER (06-BLAN-0008-01).

Références

- [1] L Schiesko, M Carrère, G Cartry and J M Layet, H⁻ production on a graphite surface in a hydrogen plasma, *Plasma Sources Sci. Technol.* 17 (2008) 035023
- [2] L Schiesko, M Carrère, J M Layet and G Cartry, Negative ion surface production through sputtering in hydrogen plasma, *Applied Physics Letters* 95, (2009) 191502
- [3] L Schiesko, M Carrère, J M Layet and G Cartry, A comparative study of H- and D- production on graphite surfaces in H₂ and D₂ plasmas, *Plasma Sources Sci. Technol.* 19 (2010) 045016
- [4] P Kumar, A Ahmad, C Pardanaud, M Carrère, J M Layet, G Cartry, F Silva, A Gicquel and R Engeln, Enhanced negative ion yields on diamond surfaces at elevated temperatures, *Fast track communication, J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2011) 372002

Fast rotating magnetospheres of giant planets

Nicolas André^{1,2}

¹ *IRAP/CNRS, 9 avenue du colonel Roche, 31068 Toulouse*

² *Université Paul Sabatier, IRAP, 9 avenue du colonel Roche, 31068 Toulouse*

email: nicolas.andre@irap.omp.eu

The space environments of Jupiter and Saturn are complex, multiphase environments, consisting of solid surfaces of rings and moons, atmospheric neutral gas, charged particles and plasma populations trapped by the planetary magnetic fields, that are connected dynamically and chemically.

These small planetary systems in their own rights have attracted considerable attention over the last few decades with several major robotic space-based missions sent, or planned, to explore them and their local environment : the system of Saturn has been studied in detail since June 2004 (and will be until 2017) by the NASA/ESA Cassini-Huygens mission, the NASA Galileo mission has orbited Jupiter during 8 years from 1995 until 2003, the NASA Juno mission will insert into a polar orbit around Jupiter in 2016, while the ESA JUICE (JUperiter ICy Moon Explorer) mission is currently under study for a launch in 2022.

In the magnetic cavities (magnetospheres) of giant planets such as Jupiter and Saturn, plasma sources are abundant. These may be created by the solar wind, in the atmosphere of the planets, in their ionosphere, or by their moons (in particular Io at Jupiter and Enceladus at Saturn). The situation is significantly more complex than even the terrestrial case where external (solar wind) and internal sources (ionosphere/atmosphere) are comparable. As a result, the magnetospheres of the giant planets contain uniquely diverse regions compared with those observed elsewhere in the solar system. Understanding these regions, their equilibrium and dynamics, and their coupling via the transfer of mass, momentum, and energy at their interfaces constitutes both observational and theoretical challenges.

Plasma motions in magnetospheres are usually driven either by the environment or by the rotation of the central body. At Earth, the solar wind constitutes the primary source of motions in most of the magnetosphere, whereas the bulk of the Jovian and Saturnian magnetospheres are largely dominated by the rapid planetary rotation.

The purpose of the present paper is to review the main properties of rotation-dominated magnetospheres based on a fundamental process approach. This will be the strong unifying theme of this paper. I will focus here on several categories of processes occurring in the fast rotating magnetospheres of giant planets, starting with the basic processes shaping these planetary space environments, enlighting then the processes responsible for the magnetospheric dynamics, and concluding with the more original processes arising from the multiphase interactions operating in these complex environments. Illustrations of these processes will be taken when possible from observations obtained by orbiting spacecraft or earth-based observatories. The case of Saturn will be favored since its magnetosphere is currently studied from the microphysical to the global scale by the Cassini-Huygens mission.

Basic processes shaping giant planet magnetospheres

The contribution of the internal plasma sources is, by far, dominant in giant planet magnetospheres. The thermal plasma freshly created by the internal sources is trapped by the planetary magnetic field and entrained by the fast planetary rotation around the planet. The centrifugal force resulting from the rapid overall rotation (e.g., 1 Saturnian day lasts for approximately 10 hours and 39 minutes) confines the plasma towards the equatorial plane, giving rise to a thin disc of corotating plasma in the inner magnetospheric regions and stretching the magnetic field lines outwards. In steady state, since the plasma added locally cannot build up indefinitely, a circulation system is set up such that the plasma is either transported outward to the remote magnetospheric regions where it escapes into the interplanetary medium, or lost down the planetary field lines into the ionosphere.

The magnetically confined, centrifugally outward driven plasma and the corresponding highly stretched closed magnetic field lines form a magnetodisk in giant planet magnetospheres. Planetary magnetodisks are formed when significant ring current is present over an extended region, and the dipole planetary magnetic field becomes too weak to maintain stress balance and the current needs to intensify in order to balance the mechanical stresses [1].

I will provide a detailed discussion of these processes during my presentation. In particular I will introduce the basic theoretical aspects required to understand how the whole magnetospheres of Jupiter and Saturn are driven into corotation.

Fundamental plasma processes driving giant planet magnetospheres dynamics

First, magnetospheric dynamics includes the global flow of plasma mass and energy in both the corotational and non-corotational directions, as well as external (solar wind) or internal (planetary rotation) drivers.

Rapidly rotating planets with strong magnetic fields can enforce plasma flow in the corotation direction. Coupling between the magnetosphere and ionosphere drives the corotation of the magnetosphere, so the rotational velocity associated with corotation reflects the motion of the ionosphere, and not necessarily the motion of the planetary interior. Any drage forces in the magnetosphere can cause the magnetosphere motion to deviate from and lag behind the ionospheric motion.

I will address the rotational versus solar-wind drivers of plasma transport within giant planet magnetospheres and in their coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere systems. I will in particular discuss the role of the centrifugal interchange instability [2] as a source of plasma dynamical features and associated transport, sources and processes of rotational lag within giant planet magnetospheres. There are also a number of clear solar wind influences on the outer magnetospheres and magnetotails of Jupiter and Saturn that I will discuss.

Second, magnetospheres are large-energy-storage reservoirs. Of particular interest are the mechanisms leading up to both storage and emptying of these reservoirs, and those which convert energy from one kind of magnetospheric energy to another. These processes include 1) magnetic reconnection, 2) a variety of particle acceleration mechanisms and 3) wave-particle interactions that can be used to remotely diagnose magnetospheric dynamics.

All these processes have close analogues in other magnetospheres or space environments, albeit under very different conditions. I will compare and contrast our understanding of these processes at giant planets and at Earth [3].

Fundamental multiphase processes operating in giant planet magnetospheres

An important recycling of matter takes place in giant planet magnetospheres, through a number of multiphase interactions and dynamical processes [5]. Dust particles strongly interact with the planetary magnetic field and with the ambient plasma and are important sources and sinks for plasma species. The ionisation of neutral species is the dominant source of magnetospheric plasma and occurs deep inside Jupiter's and Saturn's magnetosphere, at the first extremity of this cycle. The neutral gas within the inner magnetosphere not only is the source of the magnetospheric plasma, but it also interacts with the plasma through the process of charge-exchange, in which an electron from a neutral atom or molecule is transferred to a passing ion, turning the neutral into an ion and the ion into a neutral, but changing the velocity of neither particle. The resulting neutral speeds off with the straight-line velocity that it had as an ion at the instant of charge transfer, which is typically much faster than the Keplerian velocity. Such fast neutrals, which are no longer gravitationally bound to Saturn and thus leave the system, provide the means for remote imaging of the magnetospheric population through ENA imaging. The creation of a new ion in the presence of Saturn's magnetic field and corotational electric field leads to the process of ion pick-up. A number of waves and dynamical processes observed in giant planet magnetospheres are also used as diagnostics of both the plasma and the neutrals being ionised, and the plasma to be transported outward to the remote magnetospheric region. Brightenings in ENA emissions, magnetic reconnection and plasmoid release, ultimately enable the plasma to leave the magnetosphere, at the second extremity of the cycle.

Jovian and Saturnian moons act as absorbers of charged particles and mass load the magnetospheres, either by the sputtering of surfaces or atmospheres, or by its geologic activity (Io at Jupiter, Enceladus at Saturn). Surfaces in space that are weathered by impacting photons, charged and neutral particles and dust grains can give clues to an orbiting spacecraft as to the composition of the planetary habitats and weathering of the surface material.

I will review 1) some of the mechanisms that provide material sources of gases and plasmas within Jupiter's and Saturn's space environments, 2) charged particle and plasma interactions with surfaces and neutral gases, and 3) moon-magnetospheres interactions.

Figure 1 displays Cassini multi-instrument observations obtained during Saturn Orbit Insertion. This illustrates the richness of these datasets at Saturn, with a particular emphasis on magnetospheric regions and physical processes operating in this complex environment. At the end of the Cassini mission in 2017, Saturn's magnetosphere will be the most detailed magnetosphere after the one of the Earth, while our understanding of the one of Jupiter will significantly improve in the near future with new missions en route to the planet. Comparative studies of these three magnetized environments combining data analysis, theoretical modelling, numerical simulations as well as laboratory experiments will undoubtedly bring new insights into our understanding of the plasma Solar System.

References

- [1] C.S. Arridge et al., *J. Geophys. Res.* **113** (2008)
- [2] T.W. Hill, *Planet. Space Sci* **24**, 1151-1154 (1976)
- [3] B. Mauk et al., *Saturn from Cassini Huygens*, Springer (2011)
- [4] D. Mitchell et al., *Saturn from Cassini Huygens*, Springer (2011)
- [5] C.S. Arridge et al., *Space Sci. Rev.* **113** (2012)
- [6] N. André, et al., *Rev. Geophys.* **46**, 1 (2008)

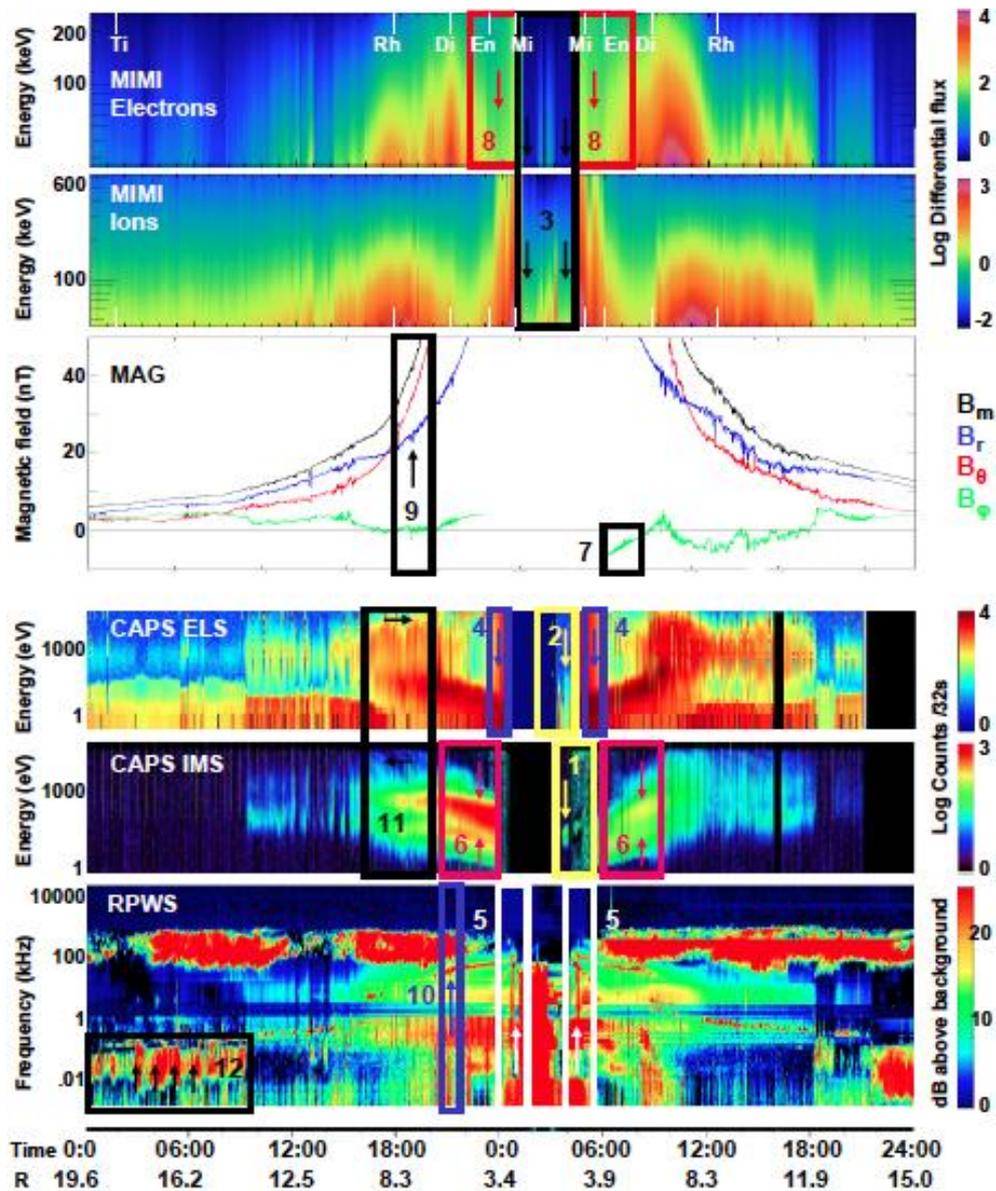


Figure 1: Multi-instrumental view of the Saturnian magnetosphere, from June 30 00:00 UT (DOY 182) to July 2 (DOY 184) 00:00 UT. From top to bottom: Color-coded MIMI LEMMS energy (in logarithmic scale)-time spectrograms of 1) electron and 2) ion intensities (in logarithmic scale, $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$); 3) MAG magnetic field components in a Saturn-centered polar spherical coordinate system (the radial one in blue, $-B_r$; the theta one in red, B_θ ; and the azimuthal one in green B_ϕ) and magnitude (in black, B_m); Color-coded 4) CAPS ELS and 5) IMS energy (in logarithmic scale)-time spectrograms of electron and ion counts (in logarithmic scale); and 6) Color-coded (in logarithmic scale) RPWS electric field frequency (in logarithmic scale)-time spectrogram, versus time (in hours) and radial distance (in R_s). Vertical lines are used in section 5 to describe a unified picture of the four different magnetospheric regions and delineate their boundaries. CA indicates Closest Approach. The locations of some of Saturn's moons are indicated in the first panel and repeated in the second one. Notations for moons: Ti: Titan; Rh: Rhea; Di: Dione; En: Enceladus; Mi: Mimas. This serves here to enlight the following fundamental plasma and multiphase processes : 1) Ring ionosphere; 2) Electron plasma above the rings; 3) Energetic particles absorption by ring particles; 4) Radiation belts; 5) Dust impacts; 6) Water magnetosphere; 7) Ion cyclotron waves from engine exhaust; 8) Depletion of hot electrons and charge exchange processes; 9) Unusual magnetic flux tubes; 10) Density cavities; 11) Energy-time dispersed injection of hot plasma; 12) Modulations of whistler-mode waves. [6]

Communications par affiches

Whistler wave propagation in almost pure ion plasmas

C. Krafft¹, B. Lundin²

¹ *Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex*

¹ *Université Paris Sud, 91405 Orsay Cedex*

² *Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation
Troitsk, Moscow Region, 142190, Russia*

mél: catherine.krafft@lpp.polytechnique.fr

It is shown that in a multi-ion plasma of moderate density enriched by a large amount of negatively charged ions and/or heavy particulates, the lower cutoff frequencies of the electron whistler and the Z-mode (extraordinary) waves tend to each other, approaching the ion plasma frequency ω_{pi} . The evolution of the dispersion curves of both wave modes is studied as a function of the relative electron density, beginning from the case of a moderate density plasma with comparable values of electron gyro- and plasma frequencies and ω_{pi} essentially exceeding the ions' gyrofrequencies. When the fraction of free electrons is very small the transparency frequency domain of the electron whistler mode becomes very narrow, being located in the vicinity of ω_{pi} . If the negatively charged ions have the smallest specific charges among other ion species then, under similar conditions, the so-called crossover effect and the accompanying polarization sense reverse can occur at frequencies essentially greater than the ions' gyrofrequencies. The revealed effects are characteristic of plasmas with excess of electronegative gas molecules or dust particulates highly adhesive to electrons, i.e. almost pure ion plasmas and/or pair-ion plasmas with extra small fractions of free electrons. Moreover it is found that the vanishingly small electron fraction providing the same value of the electron whistler ion cutoff frequency normalized to the ion plasma frequency is essentially less for pair fullerene than for pair hydrogen plasmas. The technique to determine ω_{pi} using the evolution of the whistler wave magnetic field polarization ellipse is also described.

Electron velocity diffusion in plasma waves

C. Krafft¹, A. Volokitin²

¹ *Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex*

¹ *Université Paris Sud, 91405 Orsay Cedex*

² *Institut de Recherches Spatiales, 84/32 Profsoyuznaya Str., Moscou, Russie*

mél: catherine.krafft@lpp.polytechnique.fr

New results provided by numerical simulations of the weak instability of a warm electron beam in a collisionless plasma are presented. The theoretical model considers the self-consistent resonant interactions of beam particles with wave packets of broad spectra; it is derived using some of the initial approximations of the standard derivation of the quasilinear diffusion equation in the weak turbulence approach, without however the assumption of randomly phased waves. Huge number of particle trajectories calculated over long times by a symplectic code are analyzed using various statistical algorithms. The dynamics of the beam relaxation and the saturation of the wave spectrum are studied and compared with the analytical solutions provided by the quasilinear theory of weak turbulence. Most interesting results concern the presence of strong and persistent irregularities in the wave energy spectrum at saturation, which are linked to large velocity variations observed in the particles' dynamics and to non Gaussian local diffusion. Quantitative estimates of the diffusion coefficients are given and compared to predictions of the weak turbulence theory.

Une nouvelle méthode d'exploitation du spectre de C₂

Charles de Izarra et Karl Patrick Kesseng

Groupe de Recherche sur l'Energétique des Milieux Ionisés GREMI
Université d'Orléans /CNRS (UMR 7344) Faculté des sciences, site de Bourges,
Rue Gaston Berger, BP 4043, 18028 Bourges Cedex France
mél: charles.de_izarra@univ-orleans.fr

La bande moléculaire de C₂ (transition $d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$ ou bande de Swan) apparaît de nombreux domaines : combustion des hydrocarbures, chimie des plasmas contenant du carbone (synthèse des fullerènes...). À partir des constantes moléculaires récentes disponibles dans la littérature et d'un modèle à deux températures (température rotationnelle T_{rot} et température vibrationnelle T_{vib}), une bibliothèque de spectres synthétiques a été calculée (source en FORTRAN 90), en faisant varier la valeur de la largeur Δ de la fonction d'appareil choisie gaussienne, et qui regroupe tous les phénomènes d'élargissement des raies rotationnelles. L'analyse des spectres synthétiques en fonction des 3 paramètres (T_{rot} , T_{vib} et Δ) a montré que la bande (0,1) dont la tête est située à 563.5 nm était la plus sensible à l'évolution des températures T_{rot} et T_{vib} . Le paramètre Δ est déterminé en mesurant la largeur de la tête de bande (0,1). Pour déterminer T_{rot} et T_{vib} , nous avons choisi de tabuler deux quantités sur des spectres normalisés sur l'amplitude de la tête de bande (0,1) : le rapport R des amplitudes des têtes de bandes (1,2) et (0,1) qui sont très facilement identifiées et le spectre intégré I entre les deux têtes de bandes (1,2) et (0,1) qui correspond à la valeur moyenne du spectre entre deux longueurs d'ondes. La figure 1 présente les isovaleurs de R et de I (en nm) en fonction de en fonction de T_{rot} et de T_{vib} , pour une fonction d'appareil fixée. La détermination des températures de vibration et de rotation est réalisée de la

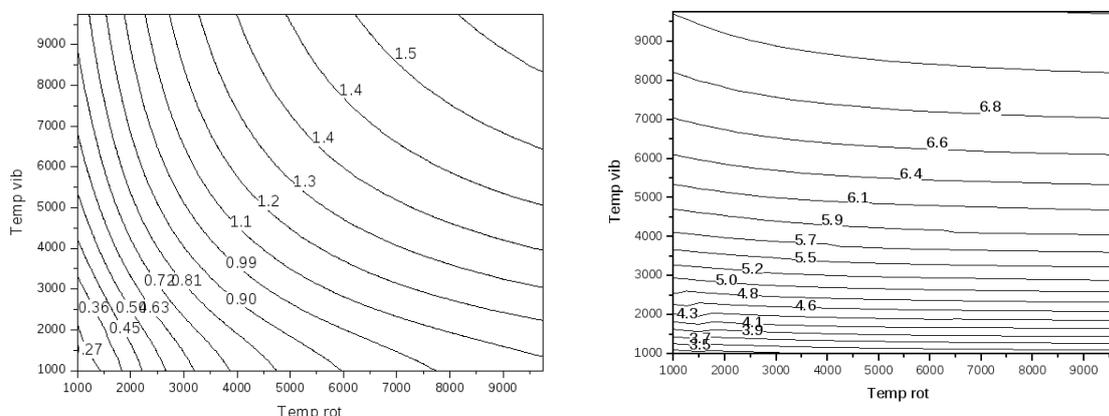


Figure 1: Vignette de gauche : Isovaleurs R en fonction de T_{rot} et de T_{vib} . Vignette de droite : Isovaleurs de I (nm) en fonction de T_{rot} et de T_{vib} . $\Delta=0.03$ nm.

manière suivante. La largeur de la fonction d'appareil Δ est mesurée, ce qui permet de construire les deux réseaux d'isovaleurs pour R et I à partir de la bibliothèque de spectres synthétiques. Le spectre expérimental fournit une valeur de R et une valeur de I . Le point d'intersection des deux courbes d'isovaleurs indique la température de rotation et la température de vibration. La méthode a été testée avec succès sur une décharge hors d'équilibre dans un mélange Ar-CO₂.

Références

- [1] D.M. Cooper, R.W. Nicholls, Spectrosc. Letters, **9**, n° 3, pp. 139-155 (1976).
- [2] M. Lino da Silva, M. Dudeck, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **102**, No. 3, pp.348-386 (2006).

Contribution à la caractérisation d'une DBD surfacique : Influence du rapport volumique N_2/O_2 sur le comportement de la décharge électrique

P. Audier¹, H. Rabat¹, D. Hong¹ and A. Leroy²

¹ GREMI, UMR 7344 CNRS/Université d'Orléans, 14 rue d'Issoudun, 45067 Orléans Cedex 2

² PRISME, Université of Orléans, 8 rue Léonard de Vinci, 45072 Orléans Cedex 2

courriel: pierre.audier@univ-orleans.fr

L'utilisation de la décharge à barrière diélectrique (DBD) surfacique pour la modification d'écoulements aérodynamiques, a suscité un grand intérêt depuis une dizaine d'années [1-3]. Ce type de décharge permet de créer un plasma non-thermique permettant de générer un écoulement basse vitesse, appelé vent ionique, par transfert de quantité de mouvement du plasma vers l'air environnant. Plusieurs travaux de caractérisation de cette décharge électrique [4-6] ont été effectués dans le but de mieux comprendre les mécanismes de son fonctionnement.

Le travail présenté ici étudie, à pression atmosphérique, l'influence des principales espèces présentes dans l'air sur le comportement de la décharge (production de vent ionique, puissance consommée et morphologie du plasma). Dans un premier temps, des mesures de vitesse de vent ionique ont été réalisées au voisinage de la décharge pour différents rapports volumétriques N_2/O_2 . Des profils de vitesse moyenne longitudinaux, verticaux et transversaux ont été enregistrés avec une sonde Pitot dans l'oxygène, l'azote et l'air ambiant. Les résultats montrent que l'écoulement induit est plus important dans l'oxygène que dans l'azote, ce qui suggère que les ions oxygène jouent un rôle plus important lors du transfert de quantité de mouvement entre le plasma et l'air. Dans un second temps, et pour les mêmes rapports volumétriques N_2/O_2 , de l'imagerie ICCD a été réalisée afin d'observer et de comparer la morphologie du plasma. Les images montrent que les filaments de plasma n'ont pas la même apparence dans l'oxygène pur que dans l'azote pur. Une mesure de l'extension moyenne du plasma a permis d'établir une corrélation entre la position du maximum de vitesse de vent ionique et les longueurs de filaments mesurées pour chacun des gaz.

Références

- [1] E. Moreau, "Airflow control by non-thermal plasma actuators", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **2007**, 40, 605-636.
- [2] T. C. Corke, C. L. Enloe, and S. P. Wilkinson, "Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol.42, pp. 505-529, Jan. 2010
- [3] B. Dong, J.M. Bauchire, J.M. Pouvesle, P. Magnier, D. Hong, "Experimental study of a DBD surface discharge for the active flow control of subsonic airflow", *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41, 155201, 2008.
- [4] R. Jousot, V. Boucinha, R. Weber, H. Rabat, A. Leroy-Chesneau and D. Hong, "Thermal Characterization of a DBD Plasma Actuator: Dielectric Temperature Measurements Using Infrared Thermography", *Proceeding of the 40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, **2010**, AIAA-2010-5102.
- [5] N. Benard, N. Balcon, and E. Moreau, "Electric Wind Produced by a Surface Dielectric Barrier Discharge Operating Over a Wide Range of Relative Humidity", *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 5 - 8 January 2009, Orlando, Florida, AIAA 2009-488.
- [6] S. Leonov, D. Opaitis, R. Miles, V. Soloviev, "Time-resolved measurements of plasma-induced momentum of air and N_2 under DBD actuation", *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 4 - 7 January 2011, Orlando, Florida, AIAA 2011-1141.

Mesures de températures dans les plasmas hors-équilibre avec le spectre UV du radical OH.

G. de Izarra, C. de Izarra

GREMI, université d'Orléans. Rue Gaston Berger, BP 4043 18028 BOURGES CEDEX

mél: gregoire.de-izarra@univ-orleans.fr

Une nouvelle méthode de mesure des températures rotationnelle et vibrationnelle à l'aide du spectre UV d'OH pour les milieux à faible température rotationnelle (300-900 K) à été développée. Elle est basée sur l'utilisation de données issues de spectres synthétiques [1]. Les spectres synthétiques sont calculés à l'aide d'un programme qui utilise les constantes moléculaires de Dieke et Crosswhite [2], ainsi que les facteurs de Franck-Condon issus de simulations RKR [3]. Pour chaque température rotationnelle (T_{rot}) et vibrationnelle (T_{vib}), un spectre de Dirac est d'abord calculé, avant d'être convolué par un profil gaussien normalisé de largeur Δ à $1/e$ représentant l'ensemble des élargissements. Il est enfin normalisé par rapport à l'amplitude du groupe de raies G_{ref} (fig.1). Après analyse de 70000 spectres synthétiques, il apparaît qu'à haute résolution, Δ peut être déterminé en examinant la largeur du groupe de raies G_{ref} . Pour des faibles températures rotationnelles (300-900 K), l'amplitude du groupe de raies G_3 est caractéristique de T_{rot} et varie de manière monotone avec celle-ci. De plus, G_3 et G_{ref} sont insensibles à la température vibrationnelle, seule la zone située au dessus de 312 nm est sensible à cette dernière et peut permettre sa mesure.

Afin de mesurer les températures, un abaque de T_{rot} en fonction de l'amplitude de G_3 et de Δ , la fonction d'appareil globale, a été calculé. Il suffit de normaliser les spectres expérimentaux sur G_{ref} , de mesurer Δ et l'amplitude de G_3 pour obtenir T_{rot} . La mesure de la température vibrationnelle se fait en calculant la valeur moyenne du spectre I à $5\lambda_{G_3G_{ref}}$ du maximum de G_{ref} sur un domaine de $5\lambda_{G_3G_{ref}}$. Ainsi, les spectres n'ont nul besoin d'être étalonnés en longueur d'onde pour obtenir des résultats concluants. Des abaques que nous avons calculés donnent T_{vib} en fonction de T_{rot} , I et Δ .

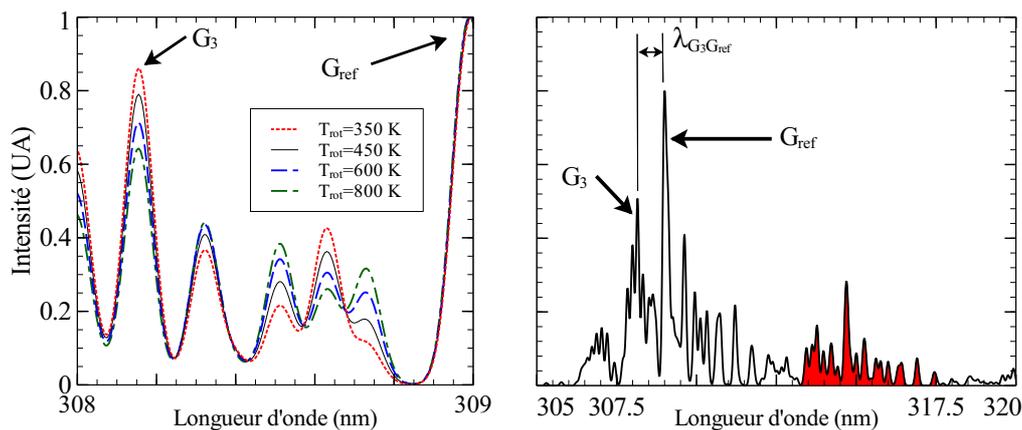


Figure 1: Vignette gauche: évolution de l'amplitude de G_3 avec la température rotationnelle ($\Delta=0.1$ nm). Vignette droite: repérage de G_3 , G_{ref} , $\lambda_{G_3G_{ref}}$ et de la zone de calcul de I (rouge).

Références

- [1] C. de Izarra, J. Phys. D: Appl. Phys. **1697**, 33 (2000)
- [2] G. H. Dieke, H. N. Crosswhite, JQSRT **97**, 2 (1961)
- [3] J. Luque, D. R. Crosley, J. Chem. Phys **439**, 109 (1998)

Dérive électronique dans une décharge RF magnétisée

S. Mazouffre¹, D. Gerst¹, S. Cuynet¹

¹ ICARE, CNRS, 1c Avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans, France.
mél : stephane.mazouffre@cnrs-orleans.fr

Une barrière magnétique est un élément crucial pour la génération d'ions négatifs à partir d'une décharge en gaz électronégatif. Le champ magnétique \mathbf{B} piège les électrons. Ces derniers sont alors refroidis via les collisions avec les particules neutres. Une faible température électronique favorise l'attachement électronique et donc le taux de création d'ions négatifs. Au cours de travaux sur la configuration magnétique du propulseur PEGASES à plasma ion-ion [1], nous avons observé la formation d'une structure stationnaire en deux dimensions dans la région de forte intensité magnétique [2]. Cette structure lumineuse, qui forme un ruban, est présentée sur la Figure 1a.

Les travaux ont été menés avec une décharge RF magnétisée. L'antenne plane en spirale est située à l'arrière d'un tube en quartz, zone où est injectée le gaz. Un écran de Faraday peut-être inséré entre l'antenne et le tube. Des aimants créent un champ \mathbf{B} perpendiculaire à l'écoulement du fluide. La structure est observée pour un vaste ensemble de paramètres. Le « ruban » ne dépend pas de la nature du gaz. Il est visible en SF₆, Ar, Xe, He et O₂. Il se forme pour des débits variant de 1 à 120 sccm en Ar, soit pour des pressions résiduelles de 10⁻⁴ mbar à 10⁻¹ mbar. La fréquence RF a été balayée de 10 à 60 MHz et la puissance transmise variée de 10 W à 600 W. La structure est apparente pour un champ \mathbf{B} dont l'intensité varie de

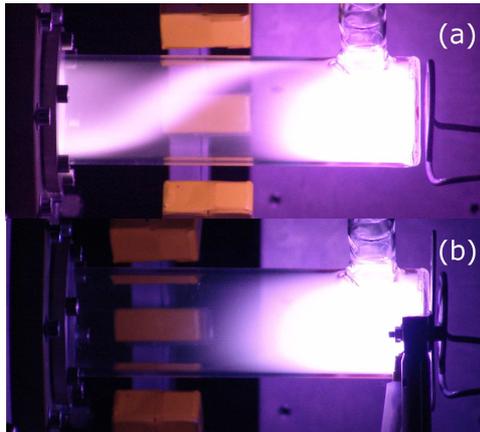


Figure 1 Photographie de la décharge RF en Ar (20 sccm, 300 W, 10⁻³ mbar, 500 G) sans (a) et avec (b) un écran de Faraday. Le « ruban » est clairement visible dans le cas (a).

50 G à 1200 G. Des mesures réalisées à l'aide d'une sonde de Langmuir compensée passivement indiquent que le « ruban » est une région au sein de laquelle la densité et la température électronique ainsi que le potentiel plasma sont élevés. La structure disparaît lorsqu'un écran de Faraday est installé afin de basculer d'un mode capacitif à un mode inductif (Figure 1b).

Nos expériences indiquent que la structure provient d'une dérive en $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ des électrons qui est interceptée par les parois du tube. La dérive ne se referme donc pas sur elle-même. En mode capacitif, le champ \mathbf{E} provient du couplage entre la branche de l'antenne à haute tension et les parois à la masse du caisson. Ce champ disparaît en mode inductif. Dans ce cas, le champ ambipolaire et la vitesse diamagnétique ne sont pas assez intenses pour conduire à l'apparition d'un « ruban » énergétique visible à l'œil nu.

La structure en « ruban » est en fait un phénomène général qui apparaît dans tous types de décharge magnétisée où la dérive électronique ne se reboucle pas. La dérive ouverte forme un passage pour les électrons qui traversent la barrière magnétique. En conséquence une telle structure brise la symétrie du plasma, affecte l'extraction des ions et réduit le rendement de conversion d'énergie et de production des ions négatifs.

Références

- [1] A. Aanesland, S. Mazouffre, P. Chabert, *EuroPhysics News* **42** (2011) 28-31.
- [2] D. Gerst, M. Cirisan, S. Mazouffre, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** (2011) 2570-2571.

Détermination de l'énergie transférée aux surfaces lors de la modification de matériaux par procédés plasmas basse pression

Pierre-Antoine Cormier¹, Anne-Lise Thomann¹, Nadjib Semmar¹, Rémi Dussart¹, V. Dolique², T. Lecas¹, S. Konstantinidis³, A. Balhamri³, R. Snyders³

¹ GREMI, Université d'Orléans, 14 rue d'Issoudun B.P. 6744, 45067 ORLEANS Cedex 2

²LMA, Université C. B. Lyon 1, 7 av. Pierre de Coubertin, 69622 VILLEURBANNE Cedex

³ChIPS, Université de Mons, 20 place du parc 7000 Mons, Belgique

mél: pierre-antoine.cormier@univ-orleans.fr

La détermination des énergies transférées aux surfaces (parois, cible, substrats...) est un paramètre clé pour le contrôle et la compréhension des procédés plasmas basse pression, en particulier ceux dédiés à la gravure, au traitement de surface ou au dépôt de couches minces [1]. Pour évaluer l'énergie transférée par le plasma à une surface, les différentes espèces (électrons, ions, neutres), ainsi que les processus physicochimiques mis en jeu (condensation, réactions chimiques, émission radiative...) doivent être pris en compte. Dans la majorité des travaux, cette énergie est déterminée à partir d'un thermogramme (e.g. sonde calorimétrique) [2, 3]. Bien que ce type de sonde présente des avantages (résultats fiables, faible coût, simplicité d'utilisation [4]), son temps de réponse (plusieurs minutes) et sa sensibilité sont des paramètres rédhibitoires pour la mesure de faibles contributions énergétiques et la détection de phénomènes transitoires (inférieur à quelques secondes).

Au GREMI, on développe un moyen de diagnostic (fluxmètre) pour la mesure directe des énergies transférées par le plasma à un substrat. Le fluxmètre est composé d'une thermopile (Heat Flux Microsensor de la société Vattel) avec un temps de réponse de 1 ms. Le grand nombre de jonctions thermocouples (1600 jonctions/cm²), composant la thermopile offre une sensibilité de mesure inférieure à 1 mW/cm². Le fluxmètre est refroidit en permanence, et est calibré selon un protocole NIST [5]. Il a déjà été utilisé dans différents procédés plasmas basse pression [4-7]. On a pu mettre, par exemple en évidence la réaction chimique ayant lieu à la surface d'un substrat de silicium soumis à un plasma de SF₆ [6]. Une comparaison entre le fluxmètre et une sonde calorimétrique a démontré la fiabilité et la bonne reproductibilité des résultats obtenus [4]. Des contributions énergétiques avec différentes cinétiques ont pu être mesurées, et notamment celle due à l'échauffement de la cible en pulvérisation magnétron [7]. L'énergie transférée lors de la conduction des atomes du gaz, ainsi que l'énergie libérée lors de l'oxydation de substrats d'aluminium et de titane a pu être mesurée.

Le fluxmètre est donc un diagnostic qui facilite la compréhension des phénomènes physicochimiques mis en jeu dans les plasmas basse pression.

Références

- [1] H. Kersten, H. Deutsch, H. Steffen, G.M.W. Kroesen and R. Hippler, *Vacuum* **63**, 385 (2001)
- [2] M. Cada, J.W. Bradley, G.C.B. Clarke and P.J. Kelly, *AIP* **102**, 063301 (2007)
- [3] D. Lundin, M. Stahl, H. Kersten, U. Helmersson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** (2009)
- [4] P-A Cormier, M. stahl, A-L. Thomann, R. Dussart, M.Wolter, N. Semmar, J. Mathias and H. Kersten, *J. Phys D: Appl. Phys.*, **43**, 465201 (2010)
- [5] A-L. Thomann, N. Semmar, R. Dussart, J. Mathias and V. Lang, *AIP* **77**, 033501 (2006)
- [6] R. Dussart, A-L. Thomann, L.E. Pichon, L. Bedra, N. Semmar, P. Lefauchaux, J. Mathias and Y. Tessier, *APL* **93**, 131502 (2008)
- [7] L. Bedra, A-L. Thomann, N. Semmar, R. Dussart and J. Mathias, *J. Phys. D: Appl. Phys* **43**, 065202 (2010)

Caractérisation optique de couches minces organiques produites par plasma RF : effet de la composition gazeuse

A. Mahjoub¹, N. Carrasco¹, P-R. Dahoo¹, T. Gautier¹, C. Szopa¹, G. Cernogora¹
¹LATMOS-UVSQ-CNRS 11 Bd d'Alembert 78280 Guyancourt, France
mél: ahmed.mahjoub@latmos.ipsl.fr

Ces travaux se situent dans le cadre de l'étude de Titan, le plus grand satellite de Saturne. Titan possède une atmosphère dense principalement constitué de N₂ et de CH₄. Les particules énergétiques provenant de la magnétosphère de Saturne et le rayonnement UV solaire, dissocient ces molécules, ce qui induit une chimie complexe à l'origine de la formation d'aérosols organiques solides. Ces aérosols jouent un rôle majeur pour le « climat » et l'albédo de Titan. Il est donc important de connaître leurs propriétés optiques.

Nous simulons la formation des aérosols organiques solides de Titan à l'aide d'un plasma RF à couplage capacitif dans un mélange N₂-CH₄. Ce dispositif appelé PAMPRE est décrit en détails dans [1-2]. Les gaz sont injectés à travers l'électrode polarisée. La proportion de CH₄ dans le mélange peut être réglée de 0 à 10%. Des substrats de Si sont posés sur l'électrode reliée à la masse.

Les couches minces organiques ainsi produites sur Si pour différents pourcentages de CH₄ (1-2-5 et 10%) sont étudiées par ellipsométrie spectroscopique afin de déterminer les parties réelles (n) et imaginaires (k) de leur indice de réfraction. Nous montrons que les valeurs de n et k décroissent en fonction de la longueur d'onde dans le domaine spectral étudié [370-1000 nm]. Nous montrons aussi que les valeurs de n augmentent en fonction de la concentration de méthane alors que les valeurs de k diminuent. Les matériaux produits sont donc de moins en moins absorbants lorsque la concentration de CH₄ augmente [3].

Les spectres d'absorption de ces couches minces organiques dans l'IR, obtenus à l'aide de la ligne SMIS du synchrotron Soleil, montrent que l'augmentation de l'absorption (valeurs de k) aux faibles pourcentages de CH₄ est due à la formation des polymères plus riches en azote. En effet, nous observons que lorsque la concentration de CH₄ diminue, les bandes de vibration NH augmentent alors que celles de CH₂ et CH₃ diminuent [4].

Remerciements

Ces travaux ont été financés par le contrat ANR-09-JCJC-0038.

Nous remercions Dr. Dumas pour nous avoir permis d'utiliser la ligne SMIS du synchrotron Soleil.

Références

- [1] C. Szopa, G. Cernogora, L. Boufendi, J.J. Correia and P. Coll, *Planetary and Space Science*, **54** 394 (2006).
- [2] G. Alcouffe, M. Cavarroc, G. Cernogora, F. Ouni, A. Jolly, L. Boufendi, C. Szopa. *Plasma Sources Sci. Technol.* **19**: 015008 (2010).
- [3] A. Mahjoub, N. Carrasco, P.R. Dahoo, T. Gautier, C. Szopa, G. Cernogora, submitted to *Icarus* (2012).
- [4] T. Gautier., N. Carrasco, A. Mahjoub, S. Vinatier., A. Giuliani, C. Szopa , C. Anderson, P. Dumas, G. Cernogora, submitted to *Icarus* (2012).

Etude de la formation de particules dans un plasma RF argon/C₂H₂

S. Dap¹, R. Hugon¹, L. de Poucques¹, D. Lacroix², J. Bougdira¹

¹ Nancy université - Institut Jean Lamour – Dpt CP2S - UMR 7198 CNRS

²Nancy Université - LEMTA, UMR 7563 CNRS

mél: simon.dap@ijl.nancy-universite.fr

La première observation d'un plasma poussiéreux fût faite en 1924 par Irving Langmuir. Cependant leur étude commença réellement à partir du début des années 1980 lorsque les astrophysiciens découvrirent que les anneaux de Saturne étaient composés de fines particules chargées. Puis vers la fin de la décennie, on découvrit que la formation de particules dans les plasmas utilisés dans l'industrie micro-électronique était responsable de la contamination des wafers de silicium. Enfin, dans le contexte de la fusion par confinement magnétique, l'apparition de particules solides sous l'effet de l'érosion des parois par le plasma fût observée dans les réacteurs de type tokamak.

Dans cette étude, nous nous intéressons à la formation de poussières carbonées dans un plasma RF. Le dispositif expérimental est détaillé dans [1]. Après création d'un plasma d'argon, les poussières sont générées par injection d'acétylène (C₂H₂). Les particules formées sont chargées négativement et piégées, principalement dans les gaines anodiques et cathodiques. Ce piégeage résulte d'un équilibre entre les différentes forces agissant sur les particules de poussière : force de gravité, force électrique, force de frottement ionique, force de thermophorèse...

La présence simultanée dans les gaines d'une grande quantité de poussières, d'un champ électrique ainsi que d'un flux d'ions est à l'origine de l'apparition d'instabilités communément appelées ondes acoustiques de poussières (« Dust acoustic waves », voir par exemple [2]) et dont les caractéristiques sont fortement dépendantes des conditions expérimentales. En particulier, les tailles et les densités des poussières présentes ont un impact majeur. Cette étude a pour objectif principal de déterminer l'évolution des caractéristiques des ondes acoustiques de poussières en fonction de la granulométrie des poussières.

Pour se faire, des mesures d'extinction sont réalisées dans une gamme de longueur d'onde allant de 300 à 900 nm. Grâce à l'utilisation d'une méthode inverse, ces données nous permettent de remonter aux tailles ainsi qu'aux densités des poussières présentes à un instant donné. Une nappe laser à la longueur d'onde de 639 nm est utilisée pour illuminer les poussières et permettre ainsi leur visualisation. Une caméra rapide permet l'étude de leur dynamique grâce à la réalisation de films à une cadence d'acquisition de 5000 images/s.

L'utilisation simultanée de ces diagnostics fait apparaître un lien entre les processus de formation des poussières (et en particulier les mécanismes d'agglomération) et les caractéristiques des ondes acoustiques de poussières.

Références

[1] S. Dap, D. Lacroix, F. Patisson, R. Hugon, L. de Poucques, J. Bougdira, *New J. Phys.*, 12 (2010)

[2] R. L. Merlino, *Phys. Plasmas* 16 (2009)

Etude expérimentale du transport du plasma à travers un filtre magnétique appliquée à la source d'ions négatifs d'ITER

R. Baude¹, F. Gaboriau¹, G. Hagelaar^{1,2}

¹ Université de Toulouse, UPS, INPT, LAPLACE (Laboratoire Plasma et Conversion d'énergie), 118 route de Narbonne, F-31062 Toulouse cedex 9, France

² CNRS, LAPLACE, F-31062, Toulouse, France

e-mail: romain.baude@laplace.univ-tlse.fr

ITER utilisera différents moyens de chauffage pour parvenir à l'ignition. L'injection de neutres est l'une des méthodes retenue. Le NBI (Neutral Beam Injection) devra accélérer des ions jusqu'à 1 MeV pour ensuite les neutraliser avant injection. Ceci implique l'utilisation, à basse pression, 0.3 Pa, d'une source à couplage inductif produisant des ions négatifs D⁻ avec une densité de courant de 200 A.m⁻¹ à la sortie de la chambre de diffusion [1]. La création d'ions s'effectue en grande partie en surface grâce à une source de césium mais aussi en volume. L'utilisation d'une barrière magnétique participe à l'optimisation de la source pour plusieurs raisons : (i) séparer les régions de création et d'extraction des ions, (ii) réduire la température électronique à proximité de la grille d'extraction, (iii) permettre au champ électrique d'extraction de pénétrer le plasma tout en limitant la co-extraction d'électrons.

Les mécanismes prenant place au sein du plasma en présence du filtre magnétique n'ont pas encore fait l'objet de recherches poussées pour la source du NBI, limitant ainsi le développement d'un modèle efficace et réaliste. Cette étude expérimentale a pour but de développer les connaissances actuelles sur le transport induit par la présence d'un champ magnétique dans les plasmas basse température et basse pression pour une configuration du type source d'ions négatifs.

En parallèle de l'optimisation d'un modèle fluide déjà présenté dans [2], [3], une étude expérimentale complète du transport, des turbulences et instabilités en plasma magnétisé sera effectuée avec un dispositif expérimental spécialement développé. L'utilisation de diagnostics tels que spectroscopie d'émission, LIF et sondes de Langmuir permettront de valider le modèle. En complément de ces diagnostics, un système innovant d'électrodes pouvant simuler une paroi ou une grille d'extraction tout en mesurant les courants arrivant sur la surface est actuellement mis au point. Il sera possible dans un premier temps de résoudre spatialement les flux de particules traversant le filtre magnétique et impactant la surface. Ultérieurement un suivi temporel des flux pourra être obtenu, notamment pour l'étude du transport en présence d'instabilités. L'ensemble des travaux permettront de mieux cerner le comportement d'un plasma en présence d'un champ magnétique quelconque, améliorant la compréhension fondamentale des phénomènes en jeu.

Remerciements

Ces travaux sont effectués grâce à l'aide de l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) soutenant le projet METRIS, contrat numéro : ANR-11-JS09-008-01.

Références

- [1] R. Hemsworth, H. Decamps, J. Graceffa, *Nucl. Fusion* **49**, 045006 (2009)
- [2] G. J. M. Hagelaar, G. Fubiani, et J. P. Boeuf, *Plasma Sources Sci. Technol.* **20**, 015001 (2011)
- [3] J. P. Boeuf, G. J. M. Hagelaar, P. Sarrailh, *Plasma Sources Sci. Technol.* **20**, 015002 (2011)

Modélisation du Fonctionnement d'un Gyrolaser He-Ne

J-S Macé^{1,2}, A. Viridis², C. Boisse-Laporte¹, G. Maynard¹

¹ *Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Université Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex*

² *Sagem Défense Sécurité, 72-74 Rue de la Tour Billy, 95101 Argenteuil*

mél: jean-sebastien.mace@u-psud.fr

Les cavités laser He-Ne en anneau sont depuis plusieurs dizaines d'années à la base du fonctionnement de senseurs dédiés à la navigation inertielle [1]. Leur grande sensibilité, en font des outils d'étude extrêmement intéressants des phénomènes physiques intervenant dans leur fonctionnement notamment dans la physique des décharges et dans le domaine de l'amplification laser-plasma. C'est dans ce contexte qu'une modélisation globale du fonctionnement d'un gyromètre laser He-Ne a été développée.

Les trois grandes parties du problème physique, à savoir, la décharge dans le mélange gazeux, la cinétique réactionnelle des états excités atomiques, et l'amplification laser, sont traitées en couplant trois codes spécifiques. Concernant la décharge, le plasma créé dans la colonne positive est modélisé selon une approche fluide où l'équation de Boltzmann est résolue dans une approximation à 2 termes [2], [3]. La cinétique des différents niveaux excités du mélange He-Ne, conduisant à l'inversion de population, est décrite dans un modèle 0D, les pertes radiales étant traitées par un facteur d'échappement. Enfin, le code laser résultant utilise une approche Maxwell-Bloch à deux niveaux [4] pour décrire l'amplification et la propagation des faisceaux lasers à l'intérieur de la cavité en rotation.

Des mesures expérimentales ont été entreprises en vue de les confronter aux résultats de la modélisation. Ces mesures concernent d'une part les spectres d'émission de la colonne positive et d'autre part l'évolution temporelle, en fonction du courant de décharge, de la longueur d'amplification et du rayon du tube de décharge, des puissances lasées, ces dernières étant déterminées en valeur absolue. Les résultats obtenus, qui seront présentés lors de la conférence, montrent un bon accord global entre la théorie et l'expérience pour les grandeurs d'équilibre. Une extension du modèle semble toutefois nécessaire pour décrire avec précision l'ensemble du spectre lié à la dynamique de l'amplification laser et du couplage entre les deux faisceaux contrarotatifs.

Références

- [1] J.R. Wilkinson. *Prog. Quantum Elec.*, **11**, 1 (1987).
- [2] L. L. Alves, G. Gousset, and C. M. Ferreira. *Phys. Rev. E*, **55**, 890 (1997).
- [3] L. L. Alves. *Plasma Sources Science and Technology*, **16**, 557 (2007).
- [4] A.E. Siegman. *Lasers*. ISBN 0-935702-11-3. University Science Books, 1986.

Etude des Plasmas H₂/CH₄ à Haute Densité de Puissance pour la Croissance de Diamant par Dépôt Chimique en Phase Gazeuse (CVD)

N. Derkaoui¹, C. Rond¹, O. Brinza¹, A. Michau¹, K. Hassouni¹, A. Gicquel¹

¹ *Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux, CNRS Université Paris 13,
99 avenue JB Clement 93430 Villetaneuse*

mél: rond@lspm.cnrs.fr

L'utilisation du diamant dans les composés d'électronique de puissance nécessite la croissance de monocristaux de grande pureté et qualité cristalline à haute vitesse. Ces caractéristiques peuvent être obtenues simultanément à partir de dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma micro-onde à haute densité de puissance (pression ≥ 100 hPa – puissance ≥ 2 kW). De précédents travaux effectués à moyenne densité de puissance [1,2] ont montré l'importance de la densité des espèces H et CH₃ à la surface sur les mécanismes de croissance. Dans cette étude, des mesures de spectroscopie d'émission résolues spatialement ont été effectuées afin de quantifier les mécanismes de croissance du diamant à haute densité de puissance et les comparer avec des modèles numériques et théoriques.

Les densités d'atomes d'hydrogène dans le cœur du plasma ainsi qu'à proximité de la surface du diamant ont été estimées par actinométrie pour différents couples pression/puissance ([25-400] hPa et [600-4000] W) grâce aux mesures des spectres d'émission de H_α (656.3 nm), H_β (486.1 nm), et la transition 4p-4s de l'Argon (2p¹- 1s² à 750.4 nm). A partir de ces mesures, nous avons mis en évidence que lorsque la densité de puissance augmente de [25hPa-600W] à [400hPa-4000W], la fraction molaire d'hydrogène varie de 0.1 à 0.6 et la température électronique diminue de 16000K à 11000K.

Ces résultats expérimentaux ont été complétés par une approche numérique. Un code 1D de simulation thermochimique a été développé au laboratoire [3,4] afin de reproduire et comprendre les mécanismes intervenant dans les plasmas H₂/CH₄ à l'origine de la croissance du diamant. La comparaison entre les mesures d'actinométrie et les calculs a permis de valider les modèles physiques et chimiques utilisés pour des conditions de haute densité de puissance. Les simulations montrent que la diffusion étant responsable du transport de H à la surface, la fraction molaire d'hydrogène à la surface est proportionnelle à la valeur maximale atteinte dans le cœur du plasma. De plus on observe que la concentration de CH₃ à la surface est proportionnelle à la densité de H dans le cœur du plasma. Ainsi, à partir du modèle développé par Goodwin [1,2], on peut démontrer que, à haute densité de puissance, la vitesse de croissance est complètement gouvernée par les mécanismes de production de l'hydrogène et peut être estimée, pour une teneur en méthane donnée, par l'encadrement suivant :

$$k(T_s) \frac{k'}{2} [H]_{\infty} < G_{100} < k(T_s) k' [H]_{\infty}$$

References

- [1] D. G. Goodwin, J. Appl. Phys. 74 (1993) 6888-6894
- [2] D. G. Goodwin, J. Appl. Phys. 74 (1993) 6895-6906
- [3] Hassouni, K., et al., Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1998. **18**(3): p. 325-362.
- [4] Hassouni, K. and et al., Journal of Physics D: Applied Physics, 2010. **43**(15): p. 153001.

Conversion de l'Éthanol par DBD dans l'Air

S. Lovascio¹, N. Blin-Simiand¹, L. Magne¹, S. Pasquiers¹
N. Méricam-Bourdet^{2,3}, M.J. Kirkpatrick², E. Odic²
D. Frochot³,

¹ *Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, CNRS (UMR8578), Université Paris-Sud,
Bât 210, F91405 Orsay Cedex, France*

² *SUPELEC-E3S Département Electrotechnique et Systèmes d'Energie, Plateau du Moulon,
91192 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

³ *EDF R&D-Les Renardières, 77250 Moret-sur-Loing, France*
sara.lovascio@u-psud.fr

L'attention croissante pour les problématiques environnementales encourage des recherches de mise au point de procédés de dépollution efficaces et économiquement performants. Les procédés plasma froid, surtout couplés à la catalyse, se placent de plus en plus parmi les techniques émergentes de dépollution de l'air les plus intéressantes [1].

Ce travail de recherche est réalisé au sein du programme ANR PECCOVAR, qui réunit trois laboratoires scientifiques et un laboratoire industriel, et qui vise à développer les connaissances sur les mécanismes physico-chimiques de conversion de certaines COV cibles et sur la synergie plasma/catalyse en post-plasma.

Les résultats présentés ici concernent l'optimisation du couplage réacteur plasma/alimentation électrique et la caractérisation physico-chimique du traitement plasma pour la conversion de l'éthanol. L'étude est menée dans un réacteur de type Décharge à Barrière Diélectrique multi-pointes/plan alimenté par un générateur de haute tension, délivrant un signal pulsé unipolaire et avec un front de montée rapide (1kV/ns): une bonne efficacité de production d'ozone est obtenue [2].

La dégradation de 300 ppm d'éthanol dans un débit total d'air sec de 2l/min a été étudiée dans une gamme d'énergies spécifiques entre 5 J/l et 200 J/l. Le gaz traité par la décharge a été analysé par des détecteurs placés en série après le réacteur, soit un chromatographe TCD, un analyseur d'ozone (absorption à 254 nm), un analyseur de CO₂ et H₂O (absorption dans l'infrarouge), un interféromètre à transformée de Fourier (FTIR).

La conversion de l'éthanol atteint 70% aux énergies spécifiques les plus élevées. L'ensemble des sous-produits dérivants de la conversion de l'éthanol est composé essentiellement de produits d'oxydation: des aldéhydes, des cétones, des acides carboxyliques, des oxydes de carbone (CO₂ et CO), de l'eau, des oxydes d'azote (N₂O, N₂O₅) et des nitrates organiques; l'acétaldéhyde est le sous-produit majoritaire.

La présence d'hydrogène en quantités inférieures à 10 ppm suggère qu'il faut prendre en compte la dissociation de l'éthanol. Cela est confirmé par les résultats d'une modélisation effectuée par un code cinétique 0D aidant à la compréhension des principaux mécanismes physico-chimiques impliqués [3].

Références

- [1] H.L. Chen, H.M. Lee, S.H. Chen, M.B. Chang, S.J. Yu, S.N. Li, *Environ. Sci. Technol.*, **43**, 2216 (2009)
- [2] N. Méricam-Bourdet, M.J. Kirkpatrick, F. Tuvache, D. Frochot, E. Odic, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **57**, 30801 (2012)
- [3] N. Blin-Simiand, S. Pasquiers, F. Jorand, L. Magne, C. Postel, ISNTP-7, St. John's, Terre Neuve, Canada, (2010)

La Pulvérisation Plasma au GREMI : Expériences et Simulations.

Anne-Lise Thomann, Pascal Brault, Amaël Caillard, Thomas Lecas, Hervé Hidalgo, Laurent Schwaederlé, Amer Melhem, Lu Xie, Stéphane Cuynet

GREMI UMR 7344, CNRS – Université d'Orléans BP6744, BP6744, 45067 Orléans cedex 2

La pulvérisation plasma sous différentes formes est développée et utilisée depuis près de vingt ans au GREMI. Plusieurs types de sources ont été conçues, développées et/ou installées : il s'agit de la pulvérisation ICP, magnétron (DC, DC pulsée, et bientôt HiPIMS). Initialement cette technique de dépôt a été développée pour comprendre l'étape initiale de la croissance d'agrégats et de films ultraminces de palladium pour de premières applications en catalyse (hydrogénation du butadiène).

Afin de pouvoir discuter et convaincre le milieu industriel nous nous sommes intéressés à la pulvérisation magnétron. Plusieurs orientations de recherche se sont alors développées.

La première concerne les couches minces pour l'énergie : électrodes de piles à combustible à électrolyte polymère, couches minces céramiques pour les piles à combustible à oxydes solides, et plus récemment les micro-batteries. Les résultats les plus marquants concernent la diminution de la quantité de catalyseurs, le platine et ses alliages pulvérisés, dans les électrodes de piles à combustible. Un contrôle fin du profil de concentration de platine dans l'électrode poreuse est obtenu [1-3]. Pour les piles à oxyde céramique, des couches minces d'électrolyte en zircone yttrée ont été obtenues [4,5] avec des performances de fonctionnement en piles à 850°C proches des valeurs des systèmes commerciaux.

L'autre thématique concerne la croissance de couches à grand nombre d'éléments métalliques comme les amorphes métalliques ou les alliages «haute entropie». Le challenge réussi pour ces couches minces a été d'obtenir les propriétés des matériaux massifs : conserver le caractère homogène (c'est-à-dire sans ségrégation d'éléments) en augmentant la température et d'obtenir des propriétés de non-adhérence [6,7]. Des surfaces métalliques plus hydrophobes que le Téflon ont ainsi pu être synthétisées.

Enfin, ces expériences s'accompagnent de simulations numériques par dynamique moléculaire qui conduisent à une meilleure compréhension des étapes initiales de la croissance des films. En particulier, le début de la croissance d'agrégats de platine dans des milieux poreux modèles [8] et le comportement des couches minces d'alliages métalliques AlCoCrCuFeNi en température ont été simulés.

Références

- [1] P. Brault, Ch. Jossierand, J.-M. Bauchire, A. Caillard, Ch. Charles, R. W. Boswell, Phys. Rev. Lett. 102 (2009) 045901
- [2] M. Cavarroc, A. Ennadjaoui, M. Mougenot, P. Brault, R. Escalier, Y. Tessier, J. Durand, S. Roualdès, T. Sauvage, C. Coutanceau, Electrochemistry Communications 11, 859 – 861 (2009)
- [3] M. Mougenot, A. Caillard, P. Brault, S. Baranton, C. Coutanceau, International Journal of Hydrogen Energy, 36 (2011) 8429-8434
- [4] H. Hidalgo, E. Reguzina, E. Millon, A-L. Thomann, J. Mathias, C. Boulmer-Leborgne, T. Sauvage, P. Brault, Surf. Coat. Technol. 205 (2011) 4495-4499
- [5] E. Reguzina, A.L. Thomann, H. Hidalgo, P. Brault, V. Dolique, Y. Tessier, Surface and Coatings Technology 204 (2010) 2376-2380
- [6] V. Dolique, A.-L. Thomann, P. Brault, Y. Tessier, P. Gillon, Surface and Coatings Technology 204 (2010) 1989-1992
- [7] V. Dolique, A.-L. Thomann, P. Brault, Y. Tessier, P. Gillon, Materials Chemistry and Physics 117 (2009) 142-147
- [8] P. Brault, Surf. Coat. Technol. 205 (2011) S15-S23

Influence de la cathode dans la déviation du faisceau d'ions d'un propulseur à effet Hall

G. Bourgeois¹, S. Mazouffre¹

¹ ICARE- CNRS, 1c avenue de la recherche scientifique, 45071, Orléans, France
mél: guillaume.bourgeois@cnrs-orleans.fr

Le propulseur à effet Hall est l'un des représentants les plus efficaces de la propulsion spatiale électrique dans le domaine de la correction d'orbite et d'attitude de satellites et à moyen terme de mise à poste. La fiabilité de ce type de moteur a été validée sur la mission lunaire Smart-1 de l'ESA avec le moteur PPS®1350-G de la SNECMA.

Son fonctionnement [1] s'articule autour d'une décharge plasma de xénon dans un canal constitué par deux cylindres diélectriques coaxiaux. Ce plasma est confiné dans une configuration en champs électrique et magnétique orthogonaux. Le champ électrique accélère les ions du plasma qui sont éjectés axialement et génèrent la poussée. Du fait de la présence du champ magnétique, les ions ont une trajectoire légèrement courbée : il existe en fait une petite composante azimutale de la vitesse d'éjection. La mesure par spectroscopie de fluorescence induite par laser de cette composante azimutale a été effectuée par le passé par plusieurs équipes de recherche [2,3] sur des moteurs différents pour des paramètres de fonctionnement fixes. Les vitesses de rotation observées étaient comprises entre 250 m.s⁻¹ et 500 m.s⁻¹. Une récente étude [4] sur un moteur PPS®100-ML a montré que la déviation du faisceau d'ions due à la composante magnétique ne suffit pas à expliquer l'évolution de la vitesse azimutale avec les paramètres de fonctionnement du moteur et l'hypothèse de l'existence d'un champ électrique dirigé vers la cathode a été formulée.

Ce travail porte sur la confirmation de cette hypothèse grâce à des mesures à paramètres de fonctionnement fixe et une cathode déplacée à plusieurs positions. L'influence du potentiel de la cathode par rapport à la masse sur la déviation des ions est également étudiée.

Ces travaux sont réalisés dans le cadre du Groupement de Recherches 3161 « Propulsion par plasma dans l'espace ». G. Bourgeois bénéficie d'un financement CIFRE Snecma.

Références

- [1] M. Martinez-Sanchez, J.Pollard, J.of Propul. Power, 1998, **14**
- [2] D.H. Manzella, AIAA, N° 94-3141 (1994)
- [3] W.A. Hargus, C.S. Charles , AIAA, N° 2008_5004 (2008)
- [4] G. Bourgeois, S. Mazouffre, Phys. Plasmas, **17**, 1 (2010)

Mesures résolues en temps des propriétés électroniques dans la plume d'un propulseur à effet Hall

K. Dannenmayer¹, P. Kudrna², M. Tichý², S. Mazouffre¹

¹Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité et Environnement, CNRS, Orléans, France

²Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, République Tchèque

mél: kathe.dannenmayer@cnrs-orleans.fr

La plume d'un propulseur à effet Hall a une divergence d'environ 45°, ce qui conduit à des interactions électrique et mécanique des particules chargées de la plume du propulseur avec le satellite ou la sonde spatiale. Des modèles numériques de la plume sont donc nécessaires pour simuler les interactions avec le vaisseau et trouver le meilleur emplacement du propulseur. La dynamique globale de la décharge étant contrôlée par les électrons, il paraît important de sonder les propriétés de ces particules, comme le potentiel plasma V_p , la température électronique T_e et la densité électronique n_e . Le plasma d'un propulseur à effet Hall est fortement instationnaire avec une fréquence fondamentale voisine de 20 kHz. Il faut donc des mesures résolues en temps à la microseconde afin de prendre en compte les fluctuations des paramètres du plasma (V_p , T_e , n_e).

Des mesures de V_p , T_e et n_e ont été réalisées dans la plume d'un propulseur à effet Hall de faible puissance (200 W) avec une sonde de Langmuir et une sonde émissive. La sonde émissive permet une mesure directe de l'évolution temporelle du potentiel plasma. La méthode des mesures résolues en temps avec une sonde de Langmuir consiste à reconstruire la caractéristique courant-tension à chaque pas de temps à partir d'enregistrements du courant de sonde pour différentes tensions de polarisation [1]. Afin de garantir des conditions du plasma comparable pour chaque point de mesure, la décharge est maintenue dans un régime d'oscillation périodique quasi-harmonique en appliquant une modulation sinusoïdale sur une électrode proche de la cathode. Figure 1 représente un exemple de l'évolution temporelle de V_p , T_e et n_e mesuré par sonde de Langmuir dans la plume du propulseur.

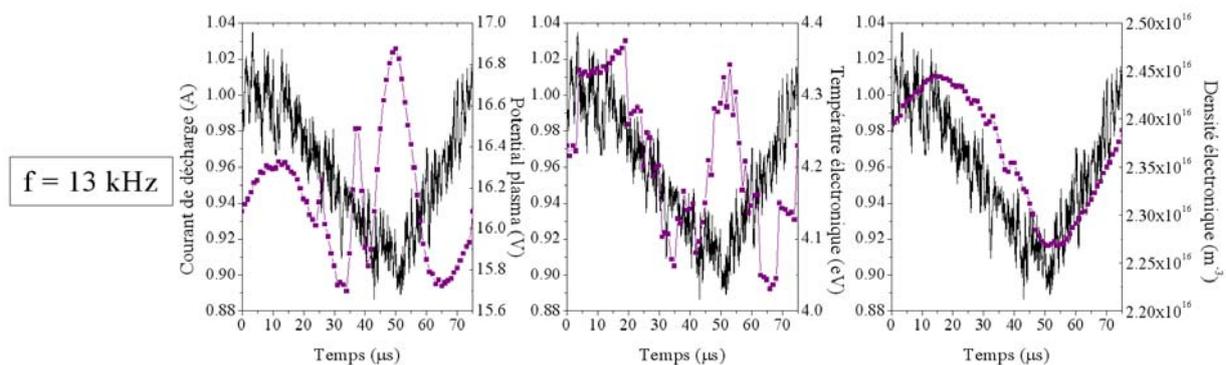


Figure 1: Evolution temporelle de V_p , T_e et n_e mesuré par sonde de Langmuir à 100 mm en aval du plan de sortie et sur l'axe du propulseur ($U_d = 200$ V, $\phi_a = 1.0$ mg/s). Le courant de décharge est aussi représenté (ligne noire).

Ces travaux sont réalisés dans le cadre du Groupement de Recherches 3161 « Propulsion par plasma dans l'espace ».

Références

[1] K. Dannenmayer, P. Kudrna, M. Tichý, S. Mazouffre, Proceedings of the 32nd International Electric Propulsion Conference (Wiesbaden), IECP 2011-219 (2011)

Instabilités dans les plasmas poussiéreux: Exploration par imagerie rapide

H. Tawidian, T. Lecas, M. Mikikian

GREMI, UMR7344 CNRS/Université d'Orléans, 14 rue d'Issoudun, BP6744, 45067 Orléans
Cedex 2, FRANCE

mél: hagop.tawidian@univ-orleans.fr

Un plasma est créé dans une décharge radio-fréquence (rf 13.56 MHz) à couplage capacitif avec une puissance de 3 W et une pression de 1.6 mbar. Des poussières sont formées par pulvérisation d'une couche de polymère déposée sur les électrodes. Dans le plasma, les poussières captent les électrons libres et cette chute de la densité électronique induit des comportements instables. Des études sont menées pour identifier ces différents phénomènes qui apparaissent durant la formation des poudres dans le plasma [1, 2].

Dans ce papier, les instabilités déclenchées par la présence des poussières, sont analysées à l'aide d'une caméra rapide (>10000 images/s) en observant la luminosité du plasma. Différents phénomènes sont observés comme la présence de sphéroïdes de plasma à proximité des électrodes [3, 4]. Ces sphéroïdes apparaissent de façon chaotique mais peuvent également tourner régulièrement autour des électrodes. La présence des sphéroïdes de plasma au centre de la décharge est parfois observée. Dans ce cas, différents types de comportement sont détectés comme l'attraction entre deux sphéroïdes, la fusion de deux sphéroïdes ou à l'inverse la division d'un sphéroïde en deux parties.

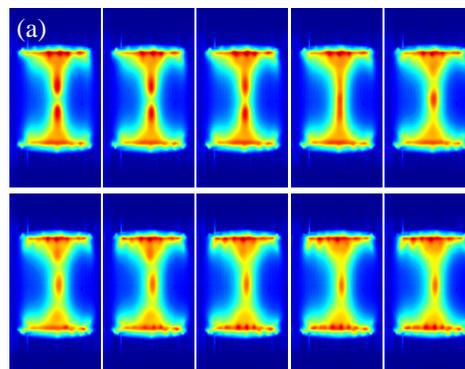


Figure 1: Images extraites d'une vidéo à 16000 images par seconde montrant la fusion de deux sphéroïdes

Ce travail a bénéficié du soutien financier de l'ANR dans le cadre du projet INDIGO.

Références

- [1] D. Samsonov, J. Goree, Phys. Rev. E **59**, 1047 (1999)
- [2] M. Mikikian, M. Cavarroc, L. Couédel, L. Boufendi, Phys. Plasmas **13**, 092103 (2006)
- [3] M. Mikikian, L. Couédel, Y. Tessier, L. Boufendi, IEEE Trans. Plasma Phys. **39**, 2748 (2011)
- [4] H. Tawidian, M. Mikikian, L. Couédel, T. Lecas, Eur. Phys. J. Appl. Phys. **56**, 24018 (2011)

Application de la Fluorescence Induite par Laser dans les plasmas poussiéreux

H. Tawidian, T. Lecas, T. Gibert, M. Mikikian

GREMI, UMR7344 CNRS/Université d'Orléans, 14 rue d'Issoudun, BP6744, 45067 Orléans Cedex 2, FRANCE

mél: hagop.tawidian@univ-orleans.fr

La physique des plasmas poussiéreux est activement étudiée du fait de leur présence dans les milieux naturels et industriels. Les poussières ont été découvertes notamment dans les processus de gravure et de dépôt de couches minces et elles sont polluantes pour le monde de la microélectronique. Des études ont alors été développées pour analyser les effets de ces poudres sur le plasma.

Au sein du laboratoire, les poussières sont créées dans le plasma par pulvérisation d'une couche de polymère déposée sur les électrodes d'un réacteur à couplage capacitif. Une fois les poussières formées, elles sont piégées dans le plasma grâce à la présence de plusieurs forces. Un nuage de poussières est clairement visible en illuminant le plasma par une nappe de laser. Une région lumineuse appelée void [1, 2], dépourvue de poussières, est identifiée au centre du plasma (fig 1a). La formation de cette région est due à l'équilibre entre les forces ioniques et électriques. Pour étudier plus précisément les caractéristiques du void, un système de fluorescence induite par laser est utilisé. Ce diagnostic optique non intrusif permet d'obtenir des informations concernant la distribution spatiale de la température et de la densité des atomes neutres excités [3, 4]. Grâce à ces mesures, l'évolution de la fluorescence est observée en allant du centre du void vers les bords du réacteur (fig 1b).

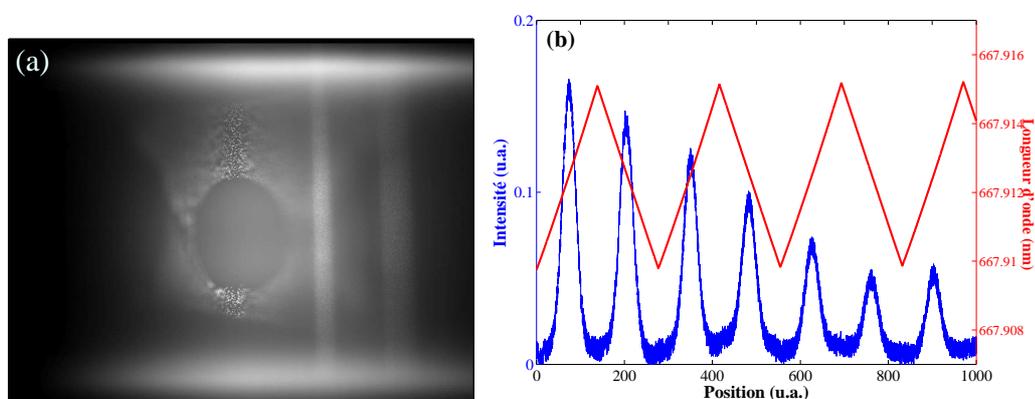


Figure 1: (a) Le void au centre du nuage de poussières. (b) Evolution de l'émission de fluorescence en fonction de la longueur d'onde et pour différentes régions du plasma (du centre vers le bord).

Ce travail a bénéficié du soutien financier de l'ANR dans le cadre du projet INDIGO.

Références

- [1] M. Mikikian, L. Boufendi, A. Bouchoule, H.M. Thomas, G.E. Morfill, A.P. Nefedov, V.E. Fortov and the PKE-NEfedov team, *New J. Phys.* **5**, 19 (2003)
- [2] J. Goree, G.E. Morfill, V.N. Tsytovich and S.V. Vladimirov, *Phys. Rev. E* **59**, 7055 (1999)
- [3] C. Arnas, M. Mikikian, F. Doveil, *Phys. Scr.* **T89**, 163 (2001)
- [4] A.M. Keese, E.E. Scime, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 10F304 (2006)

Influence de la croissance et de la présence de particules sur les caractéristiques optiques et la température électronique d'un plasma rf (13,56 MHz) poudreux de méthane-azote

V. Massereau-Guilbaud¹, I. Géraud-Grenier¹, F. Faubert² and M. Mikikian³

¹ GREMI, Groupe de Recherche sur l'Energétique des Milieux Ionisés, UMR 7344, CNRS/Université d'Orléans, Site de Bourges, Faculté des Sciences, Rue Gaston Berger, BP 4043, 18028 Bourges Cedex, France

² IUT de Bourges, Département Mesures Physique, 63 avenue de Lattre de Tassigny, 18020 Bourges Cedex, France

³ GREMI, Polytech'Orléans, 14 rue d'Issoudun, BP 6744, 45067 Orléans cedex 2

mél: veronique.massereau@univ-orleans.fr

Les particules sont générées par PECVD dans une décharge radiofréquence (13,56 MHz) basse pression (120 Pa) dans le mélange CH₄-N₂ contenant 90% d'azote [1]. Les particules se chargent négativement en piégeant les électrons du plasma. Le piégeage va entraîner des modifications électriques et optiques du plasma [2]. Les modifications sont mises en évidence avec une analyse par Spectroscopie Optique d'Emission du plasma et avec les évolutions temporelles des caractéristiques électriques de la décharge. Le but de cette étude est de montrer l'influence de la croissance et de la présence des particules sur la température électronique. Pour cela, une faible quantité d'un gaz neutre qui ne participe pas à la croissance des particules, l'argon, est ajouté au mélange CH₄-N₂. Les variations des raies d'argon vont permettre d'obtenir des indications concernant l'état électronique du plasma. La température électronique est calculée à partir des intensités des raies d'argon. Les évolutions des raies d'argon et de la température électronique sont corrélées avec la croissance des particules et leur comportement dans la décharge. Les particules générées dans le plasma sont recueillies et caractérisées par Microscopie Electronique à Balayage.

Ce travail a bénéficié du soutien financier de l'ANR dans le cadre du projet INDIGO.

Références

- [1] J. Pereira, V. Massereau-Guilbaud, I. Géraud-Grenier and A. Plain, J. Appl. Phys. **103**, 033301 (2008).
- [2] V. Massereau-Guilbaud, J. Pereira, I. Géraud-Grenier and A. Plain, J. Appl. Phys. **105**, 033302 (2009).

Réduction de la diffusion Brillouin stimulée induite par l'autofocalisation pour un faisceau gaussien dans un plasma inhomogène en expansion: approche variationnelle et méthode du Lagrangien moyen en plasma inhomogène

P.-E. Masson-Laborde¹, S. Hüller², D. Pesme², P. Loiseau¹, S. Depierreux¹ and Ch. Lobaune³

¹ CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon

² Centre de Physique Théorique, CNRS UMR 7644, École Polytechnique, 91128 Palaiseau

³ LULI, CNRS UMR 7605, Univ. Pierre et Marie Curie, École Polytechnique, 91128 Palaiseau

mél: paul-edouard.masson-laborde@cea.fr

Dans cette étude, nous reconsidérons ici la modélisation et l'interprétation de la diffusion Brillouin stimulée (DBS), résultant du couplage entre un laser, une onde acoustique ionique et une onde électromagnétique diffusée, dans le cas d'un faisceau cohérent, gaussien, dans le régime $P \gg P_c$, avec P et P_c respectivement la puissance du faisceau incident et la puissance critique d'autofocalisation. Dans ce régime, nous présentons un modèle analytique expliquant la réduction de la DBS induite par l'autofocalisation observée dans des expériences faites au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) [1, 2].

L'origine de ces faibles taux de rétrodiffusions observés lors de ces expériences en faisceau gaussien est étudiée via des simulations 3D faites avec le code HERA. Ce code couple un module hydrodynamique avec un module d'interaction laser-plasma décrivant la propagation des champs incident et rétrodiffusé ainsi que l'évolution de l'onde acoustique via la méthode dite de "décomposition" [3].

L'ensemble des mesures obtenues expérimentalement sont correctement reproduites: taux de réflectivités intégrés en temps, localisation temporelle et spatiale de l'instabilité. Les simulations montrent que dans ces régimes où la puissance du faisceau est très supérieure à la puissance critique d'autofocalisation, l'instabilité va principalement se développer dans un unique point chaud autofocalisé situé à l'entrée du plasma dans une zone sous-dense.

La localisation de ce premier maximum d'intensité dans le plasma, qui est l'élément déterminant pour établir un modèle analytique de la réduction de la DBS, peut-être obtenue par une approche variationnelle. La densité Lagrangienne décrivant la propagation du faisceau dans un plasma inhomogène, qui peut-être vue comme une généralisation de la densité Lagrangienne correspondant à l'équation de Schrödinger nonlinéaire dans un plasma homogène [4] est obtenue.

La méthode du Lagrangien moyen permet alors d'obtenir un jeu d'équations différentielles décrivant l'évolution du rayon du faisceau et ainsi de remonter à la position du premier maximum d'intensité en fonction de la puissance du faisceau. Les résultats du modèle analytique seront présentés et comparés aux simulations HERA.

Références

- [1] C. Lobaune et al., J. Phys. IV **133**, 29 (2006); C. Lobaune et al., European Physical Journal D, **44**, 2, (2007); S. Hüller et al., J. Phys.: Conf. Ser. **112** (2008) 022031
- [2] H. Bandulet, et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 035002 (2004).
- [3] D. Pesme et al., Plasma Phys. Contr. Fus. **44**, B53 (2002).
- [4] D. Anderson and M. Bonnedal, Phys. Fluids **22**, 105 (1979).

PEMFC Ultra Performante : Vers la Nécessité d'une Optimisation Harmonieuse de l'Elaboration du Cœur de Pile jusqu'à son Utilisation

M. Mougénot*, A. Ennajdaoui, M. Vogt, M. Cavarroc

Agence Innovation MID, 4 Rue Albert Caquot 28500 Vernouillet, France

* Contact: m.mougenot@madeindreux.com

La pulvérisation plasma permet de réaliser des dépôts de catalyseurs (en particulier le platine) dans des couches poreuses de carbone afin de fabriquer des films catalytiques, en particulier en tant qu'électrode de piles à combustible à membrane échangeuse de protons – PEMFC [1]. Afin de favoriser le développement des PEMFC, il est indispensable de diminuer les quantités de platine introduites dans les électrodes et/ou d'en optimiser l'efficacité [2]. La morphologie du support sur lequel le catalyseur est déposé conditionne non seulement sa distribution en volume [3] mais aussi en partie sa structure cristalline [4]. Plusieurs types de support carboné sont aujourd'hui proposés sur le marché avec des couches microporeuses d'épaisseur, de porosité et d'hydrophobie différentes. De-même, plusieurs membranes protoniques sont disponibles. A partir de charges catalytiques identiques, déposées par PVD magnétron, l'interopérabilité de ces différents composants a été évaluée en fonction de la densité de puissance délivrée par chacun des AME en monocellule PEMFC H₂/O₂. Contrairement aux tests industriels, qui conservent une architecture de pile constante pour évaluer des composants, chaque AME a fait l'objet d'une optimisation de la cellule de test pour tenir compte de la variation d'épaisseur totale du cœur de pile. Cette étude fait ressortir une combinaison de composants commerciaux optimale et montre la nécessité d'un réglage de la pile adapté à l'AME qu'elle embarque. De cette manière, les électrodes de pile à combustible développées au MID offrent 1.1W.cm⁻² à partir de 2 x 36 μg_{Pt}.cm⁻² en CCB (soit 15 kW.g_{Pt}⁻¹) et plus de 0.6W.cm⁻² à partir de 2 x 13 μg_{Pt}.cm⁻² en CCM (soit 23 kW.g_{Pt}⁻¹).

Références

- [1] M. Mougénot, Thèse de l'Université d'Orléans (2011)
- [2] M. Cavarroc, A. Ennajdaoui, M. Mougénot, P. Brault, R. Escalier, Y. Tessier, J. Durand, S. Roualdès, T. Sauvage, C. Coutanceau, *Electrochem. Comm.* 11, 859 (2009)
- [3] A Caillard, C Charles, R Boswell, P Brault, *Nanotechnology* 18, 305603 (2007)
- [4] Lajos Gancs, Takeshi Kobayashi, Mark K. Debe, Radoslav Atanasoski, Andrzej Wieckowski, *Chem. Mater.* 20, 2444 (2008)

Spectroscopie de Plasma induit par laser pour l'analyse des composants face au plasma de tokamaks : étude paramétrique et mesures autocalibrées

L. Mercadier^{1,2}, C. Grisolia², J. Hermann², A. Semerok³

¹ LP3 - CNRS/Aix-Marseille Université, 13288 Marseille, France

² CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France

³ CEA Saclay DPC/SEARS/LISL, Bât. 467, 91191 Gif sur Yvette, France

mél: laurent.mercadier@nrc-cnrc.gc.ca

Lors du fonctionnement d'un réacteur de fusion nucléaire par confinement magnétique comme ITER, une fraction de tritium est piégée par les composants face au plasma et doit être mesurée pour des raisons de sûreté nucléaire. La spectroscopie de plasma induit par laser est proposée pour effectuer cette mesure. Le plasma laser produit sur des tuiles de Tore Supra en composite à fibre de carbone est analysé à l'aide d'une étude paramétrique : il doit avoir une température supérieure à 1×10^4 K et une densité électronique supérieure à 10^{17} cm³ pour optimiser l'application. Une méthode "autocalibrée" prenant en compte l'autoabsorption des raies est utilisée pour déterminer la concentration relative d'hydrogène à partir des spectres expérimentaux. La caractérisation spatio-temporelle du panache d'ablation révèle la présence d'un gradient de température dirigé du centre vers la périphérie du plasma. La prise en compte de ce gradient permet de déduire le rapport des concentrations H/C. L'incertitude de la mesure est évaluée et discutée. La mesure du rapport isotopique D/H sous pression réduite d'argon met en évidence un effet de ségrégation qui doit être pris en compte afin d'éviter des erreurs de mesure de l'ordre de 50%. Les matériaux à base de tungstène sont analysés et les difficultés associées aux données spectroscopiques sont abordées. Enfin, la faisabilité de l'analyse LIBS résolue en profondeur est validée pour des échantillons métalliques multicouches préalablement étalonnés.

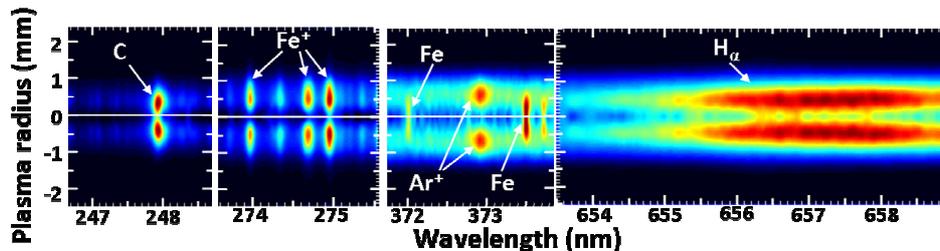


Figure 1: Images spectrales après inversion d'Abel montrant que le plasma d'ablation laser est caractérisé par un coeur froid et une périphérie chaude.

A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 1 des images spectrales enregistrées lors de l'ablation laser d'une tuile en composite à fibre de carbone. La mesure est effectuée sous atmosphère d'argon à pression réduite. Après inversion d'Abel, la distribution radiale de l'émission spectrale témoigne d'un gradient de température du plasma. On trouve notamment des atomes métalliques neutres dans le coeur froid, tandis que les ions métalliques et l'atome d'hydrogène se trouvent dans la périphérie chaude.

Références

[1] L. Mercadier, J. Hermann, C. Grisolia, A. Semerok, J. Nucl. Mater. **414**, 485 (2011)

[2] L. Mercadier, J. Hermann, C. Grisolia, A. Semerok, Spectrochim. Acta Part B **65**, 715 (2010)

Etude de la Chimie d'un Plasma d'Hélium à Pression Atmosphérique

M. Foletto¹ et LC Pitchford^{1,2}

¹Université de Toulouse ; UPS, INPT ; LAPLACE (Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie) ; 118 route de Narbonne, F-31062 Toulouse cedex 9, France

²CNRS ; LAPLACE ; F-31062 Toulouse, France

mél : foletto@laplace.univ-tlse.fr

Dans cette communication, nous examinons des modèles cinétiques proposés dans la littérature pour décrire des plasmas d'hélium à pression atmosphérique. Puis, nous proposons un schéma cinétique simplifié et adapté à la modélisation des « balles » de plasma [1] (aussi appelées « plasma gun », « plasma pencil », « APPJ », ...).

Les « balles » de plasma peuvent être créées par l'application d'une tension impulsionnelle sur une électrode cylindrique creuse et entourée d'un diélectrique de quelques millimètres de diamètre. Un flux d'hélium est injecté à l'intérieur de l'électrode et débouche dans l'air ambiant. Les impulsions de tension ont une amplitude d'environ 5 kV, une largeur de quelques centaines de nanosecondes et une fréquence de ~10 kHz. Durant le front montant de tension, on observe l'émission d'une « balle » de plasma qui se propage de la sortie du tube et sur plusieurs centimètres dans l'air ambiant. La vitesse de propagation de cette balle (~10⁵ m/s) est beaucoup plus élevée que la vitesse du gaz (~10 m/s) à la sortie du tube. La température du gaz reste proche de 300K.

La chimie des plasmas d'hélium à haute pression est le sujet de nombreux articles dans la littérature. Cependant, il existe des différences considérables dans le niveau de complexité des modèles cinétiques proposés. Notre objectif est d'élaborer un modèle cinétique simple mais adéquat pour prédire correctement le bilan d'ionisation lorsqu'il est introduit dans un modèle de décharge. En nous basant sur les travaux antérieurs et notamment ceux des références [2-4], nous proposons une chimie simplifiée qui comprend une espèce ionique, une espèce de métastable, des électrons libres et des atomes dans leur état fondamental. Afin de tester différentes approximations (par exemple l'hypothèse d'auto-ionisation instantanée des niveaux excités $n \geq 3$), nous utilisons le logiciel ZDPlasKin [5], qui résout la cinétique chimique complexe en zéro dimension, et QTPlasKin [6] pour la visualisation des résultats. ZDPlasKin utilise en interne un solveur de l'équation de Boltzmann pour les électrons qui, à l'aide d'un jeu de sections efficaces [7,8], permet d'obtenir les taux d'excitation et d'ionisation pour un champ réduit donné.

Ce travail a été partiellement financé par l' « Agence Nationale de la Recherche » dans le cadre du projet PAMPA (ANR-2010-BLAN-0930-01).

Références

- [1] X. Lu, M. Laroussi, J. Appl. Phys. **100**, 063302 (2006)
- [2] R. Deloche, P. Monchicourt, M. Cheret, F. Lambert, Phys. Rev. A **13**, 1140 (1976)
- [3] Yu B. Golubovskii, V A Maiorov, J Behnke, J F Behnke, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, 39 (2003)
- [4] F. Emmert, H. H. Angermann, R. Dux, H. Langhoff, J. Phys. D: Appl. Phys. **21**, 667 (1988)
- [5] S. Pancheshnyi, et al <http://www.zdplaskin.laplace.univ-tlse.fr> (2008)
- [6] A. Luque, QTPlasKin, <http://www.trappa.es/content/software/> (Instituto de Astrofísica de Andalucía, CSIC in Granada, Spain, 2011)
- [7] S.F. Biagi v8.9 base de données ; <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr> récupérée le 22/02/2012
- [8] A. J. Dixon, M. F. A. Harrison, A. C. H. Smith, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **9**, 2617 (1976)

Expériences d'interaction laser-plasma sur la LIL

P. Loiseau¹, C. Rousseaux¹, G. Huser¹, D. Teychenné¹, P.-E. Masson-Laborde¹,
M. Casanova¹ et M.-C. Monteil¹

¹ CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France
mèl: pascal.loiseau@cea.fr

La possibilité de réaliser la fusion thermonucléaire contrôlée en laboratoire est traditionnellement séparée en deux voies distinctes : la fusion par confinement magnétique pour laquelle le plasma est peu dense mais le temps de confinement grand ; et la fusion par confinement inertiel (FCI) qui repose sur des plasmas très denses, le temps de confinement étant la durée pendant laquelle le milieu fusible reste suffisamment intègre pour entretenir les réactions de fusion [1]. L'obtention de plasmas denses de FCI nécessite la compression du milieu fusible, cette compression pouvant être obtenue via un laser de très forte puissance. Le projet laser mégajoule (LMJ) [2] du CEA, bientôt opérationnel au Barp en Aquitaine, est dédié aux études de FCI et devrait permettre d'atteindre l'ignition des cibles fusibles [3].

La préparation de ces études est faite en partie sur l'installation LIL, prototype du LMJ. En particulier, nous étudions l'aspect critique correspondant à la propagation des faisceaux laser dans le plasma de la cavité contenant le milieu fusible. En effet, la propagation d'un faisceau laser intense dans un plasma chaud (températures supérieures au keV) et sous-critique (densités électroniques inférieures à $10^{22} e^-/\text{cm}^3$) est instable, ce qui se traduit par des pertes d'énergie [4] et une dégradation de la forme spatiale du faisceau au cours de sa propagation. Ces instabilités, paramétriques, sont issues du couplage entre l'onde électromagnétique et les ondes plasmas électroniques ou acoustiques ioniques. L'installation LIL est équipée d'un quadruplet représentatif des conditions d'irradiation d'un quadruplet LMJ, elle dispose aussi de nombreux diagnostics de bilan d'énergie.

L'interaction laser-plasma dans le cadre des cibles d'ignition pour le LMJ fait apparaître deux types de situation : la propagation dans un plasma long constitué d'éléments légers (H ou He) et la propagation dans un plasma plus court constitué d'éléments légers dans la première partie de son parcours, puis d'éléments lourds (Au) dans la seconde. Nous avons conçu des cibles, voir la Fig. (1), permettant de simuler ces deux situations. Nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus lors de la campagne de 2011 ainsi que les premières analyses de l'interaction laser-plasma, réalisées à l'aide, dans un premier temps, de simulations hydrodynamiques-radiatives, puis par notre code de propagation paraxiale 3D HERA.



Figure 1: Cibles et chambre d'expérience LIL.

Références

- [1] J. D. Lindl, *Inertial Confinement Fusion - The quest for ignition and energy gain using indirect drive*, Springer-Verlag, New York (1998)
- [2] J. Ebrardt et J.-M. Chaput, LMJ Project status, *J. Phys.: Conf. Series* **112**, 032005 (2008)
- [3] S. Laffite et P. Loiseau, *Phys. Plasmas* **17**, 102704 (2010)
- [4] N. B. Meezan *et al.*, *Phys. Plasmas* **17**, 109901 (2010)

Caractérisation du propulseur PEGASES en opération avec du xénon

D. Gerst¹, F. Graf¹, S. Mazouffre¹

¹ ICARE - CNRS, Orléans, 45071, France

mél: Dennis.Gerst@cnrs-orleans.fr

Le propulseur PEGASES (Plasma propulsion with Electronegative GASES) est un concept innovant en propulsion électrique basé sur l'accélération d'un plasma ion-ion [1-3]. Sa source plasma RadioFréquence (RF) est spécialement conçue pour permettre un fort couplage inductif et atteindre ainsi un taux de transfert élevé de l'énergie. Cette source plasma peut naturellement être employée dans le cas d'un propulseur à grilles classique. Seuls des modifications mineures, comme par exemple l'ajout d'une cathode creuse externe nécessaire pour fournir le courant électronique de neutralisation du faisceau ionique, sont nécessaires pour faire fonctionner le propulseur PEGASES à la manière d'un moteur ionique à grilles (MIG) à décharge RF. Un schéma du propulseur PEGASES sans la cathode externe est présenté sur la Figure 1.

De façon à pouvoir estimer l'apport potentiel de l'étage d'ionisation de PEGASES pour un moteur ionique à grilles, l'efficacité du couplage de puissance RF peut être déterminée en mesurant le courant traversant l'antenne avec et sans plasma lorsque la source fonctionne avec du xénon, l'ergol le plus courant en propulsion électrique. La densité électronique, et donc le degré d'ionisation dans la source, peuvent être obtenus à l'aide d'une sonde de Langmuir. On peut également grâce à ces mesures obtenir la température électronique et le potentiel plasma. Enfin, le courant d'ions généré par la source, avec et sans grilles accélératrices, peut être déterminé via une sonde à anneaux de garde polarisée négativement. L'analyse de l'ensemble des résultats, qui seront exposés et commentés, permet une première comparaison entre un MIG et PEGASES.

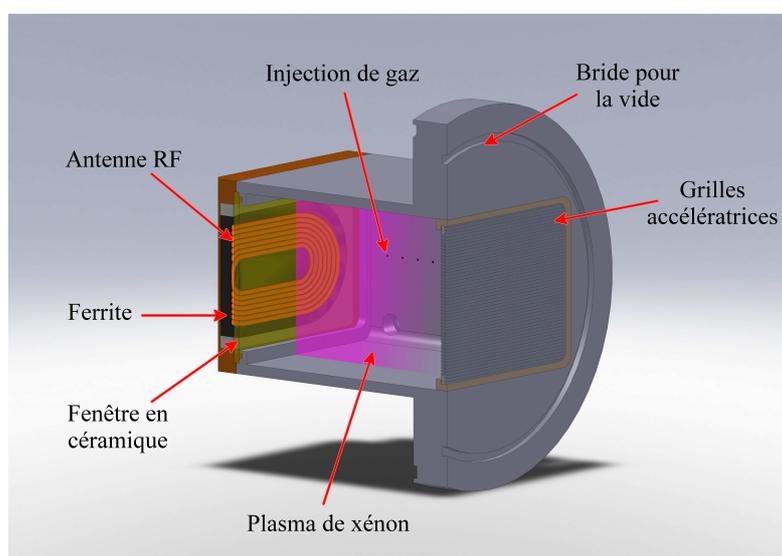


Figure 1: Le deuxième prototype PEGASES

Ces travaux de recherche sont soutenus par Astrium-CTO.

Références

- [1] A. Aanesland, A. Meige, P. Chabert *J. Phys.: Conf. Ser.* **162**, 012009 (2009)
- [2] L. Popelier, A. Aanesland, P. Chabert, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 315203 (2011)
- [3] A. Aanesland, S. Mazouffre, P. Chabert, *EuroPhysics News* **42**, 28 (2011).

Vitesses des ions Xe II et Kr II dans une source d'ions en champs croisés.

A. Lejeune, G. Bourgeois, S. Mazouffre

ICARE, CNRS, 1C Av. de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans cedex 2, France
mél: aurelien.lejeune@cnrs-orleans.fr

Un diagnostic de Fluorescence Induite par Laser (FIL) a été utilisé dans une source d'ions en champs croisés ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$) afin d'étudier les fonctions de distribution en vitesse axiale des ions éjectés [1]. Le plasma est produit dans un canal annulaire dans lequel un gaz de xénon (Xe) ou de krypton (Kr) est injecté et régulé en débit. Les électrons sont émis par une cathode placée à l'extérieur du canal. Ils subissent à la fois une dérive azimutale dite « de Hall » et un transport axial vers l'anode située au fond du canal. Les ions créés ne sont pas magnétisés et sont soumis à la force électrostatique. Les mesures par FIL ont été réalisées, le long de l'axe de la source puis face au canal, sur les ions Xe II et Kr II à partir du plan de sortie, de 0 mm jusqu'à 100 mm. Nous verrons sur la présentation de l'affiche que les fonctions de distribution en vitesse axiale des ions au sein du jet de plasma présentent des structures secondaires. Elles ont déjà été identifiées localement en Xe [2] mais jamais explorées spatialement. De plus, ces structures n'ont jamais été étudiées en Kr. Nous verrons qu'elles révèlent des processus d'échange de charges et d'ionisation locale, mais également des interactions dues à la divergence du jet. Nous observerons également au voisinage du plan de sortie, sur l'axe de la source, des ions apparaissant localement avec des vitesses négatives et témoignant d'une retro-accélération vers la source. La Figure 1 représente un résultat obtenu sur les ions Xe II face au canal. Nous observons le faisceau d'ions « principal » (1) ainsi que les structures secondaires (2) (3) (4).

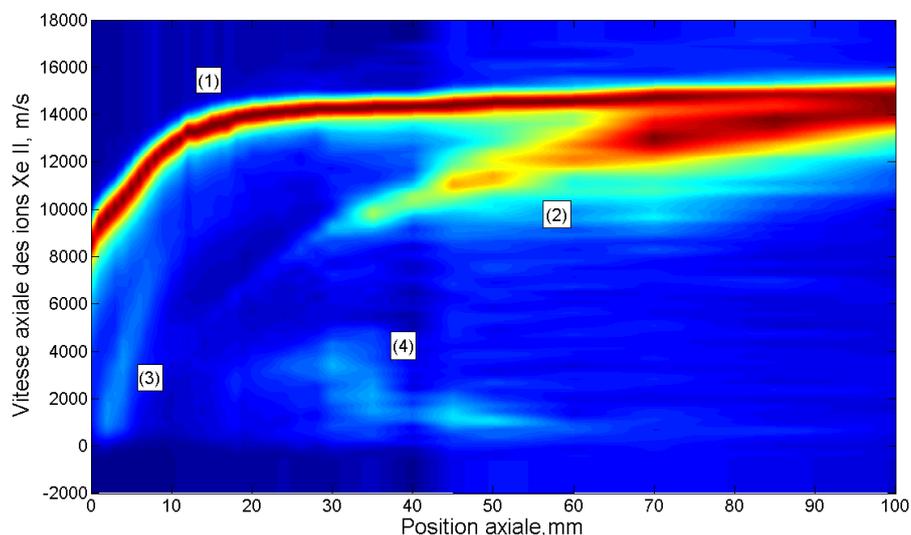


Figure 1: Cartographie des fonctions de distribution en vitesse axiale des ions Xe II mesurées dans la plume d'une source d'ions à effet Hall face au canal.

Ces travaux sont conduits dans le cadre du Groupement de Recherche 3161 « Propulsion par plasma dans l'espace ».

Références

- [1] S. Mazouffre, V. Kulaev and J. Pérez Luna, Plasma Sources Sci. Technol., **18**, 034022 (2009)
- [2] N. Sadeghi, N. Dorval, C. Philippe *et al.*, AIAA-99-2429

Caractérisation d'un jet de plasma froid pour des applications biomédicales

¹D.Riès, ¹E. Robert, ¹V. Sarron, ¹²³M. Vandamme, ¹S. Dozias et ¹J-M. Pouvesle

¹Groupe de Recherche sur l'Energétique des Milieux Ionisés, GREMI, UMR 7344
Université d'Orléans/CNRS, BP 6744, 45067 Orléans cedex, France

²TAAM CIPA UPS44 CNRS, 3B rue de la ferrollerie, 45071 Orléans Cedex 2, France

³Germitec, Clichy, France

mél : delphine.ries@univ-orleans.fr

Les jets de plasma froid à pression atmosphérique sont de plus en plus étudiés pour leurs potentialités dans des applications biomédicales, concernant aussi bien la régénération des tissus que l'action anti-tumoral ou l'hémostase primaire. Au GREMI, le plasma gun, constitué d'un réacteur à barrière diélectrique alimenté par une haute tension pulsée (front de montée microseconde) utilisant un gaz rare porteur, a été développé dans ce cadre. Il est actuellement utilisé pour des études en cancérologie. Le plasma gun permet un traitement localisé, notamment par voie endoscopique, de diverses cibles (poumons, colon, pancréas). Il est extrêmement important de pouvoir en maîtriser les principaux paramètres, notamment pour la génération d'espèces réactives.

Des expériences récentes [1] ont permis, non seulement, de montrer une forte activité antitumorale *in vitro* mais aussi *in vivo* après un traitement plasma. L'action du plasma sur les cellules et tissus vivants est sans doute en grande partie liée à la production d'espèces réactives dans la zone du jet de plasma dans l'air. Parallèlement aux expériences *in vitro* et *in vivo*, une caractérisation du jet de plasma dans l'hélium a été effectuée par le biais de mesures spectroscopiques et par imagerie filtrée. La spectroscopie d'émission optique montre la présence d'espèces réactives de l'oxygène et de l'azote tel que NO*, OH*, N₂*, N₂⁺* et O* I. La température du jet a été estimée par spectroscopie des états rotationnels de N₂* (337,13nm) comme étant inférieure à 320±15K, paramètre décisif pour la bio-compatibilité. De plus l'imagerie filtrée des espèces dans l'UV, NO* et N₂* ainsi que des états excités de l'hélium permet d'évaluer l'influence de paramètres tels que la fréquence de répétition (liée à la dose administrée) ou le débit de gaz porteur sur la répartition spatiale de ces espèces. La maîtrise de la génération du monoxyde d'azote, impliqué dans de nombreux processus biologiques, est absolument cruciale. Nos mesures montrent une différence importante dans la production de NO par rapport aux autres espèces générées, suggérant de porter une attention toute particulière à la méthode d'application du plasma sur le tissu ou l'organe traité.

Remerciements : Ces travaux ont été réalisés dans le cadre de l'APR PLASMED et de l'ANR PAMPA. Les auteurs remercient E. MILLON et M. IDIR pour des prêts d'instrumentation et N. Sadeghi pour la simulation de la température rotationnelle.

Références :

- [1] M. Vandamme, E. Robert, S. Lerondel, V. Sarron, D. Ries, S. Dozias, J. Sobilo, D.Gosset, C. Kieda, B. Legrain, J. Pouvesle, et A. L. Pape, *Inter. J. of Cancer* **130**, 9, 2185–2194, (2012)

Modifications de morphologie de surface par traitement laser pico et nanosecondes de couches minces de cuivre élaborées par pulvérisation magnétron

T.T.D. Huynh, A. Petit, C. Pichard, N. Semmar
GREMI-UMR 7344, CNRS/Université d'Orléans, 14, rue d'Issoudun, BP 6744, 45067
Orleans cedex2, France

Les modifications de morphologie de surface induites par impulsions laser nano et picoseconde sont analysées par microscopie électronique à balayage (MEB) et par méthode de réflectivité résolue en temps (RRT). Les couches minces de cuivre sont déposées sur un substrat de verre par une technique de pulvérisation cathodique magnétron. Après le contrôle des paramètres du dépôt (pression résiduelle d'Ar, puissance RF, temps et vitesse de dépôt,...) plusieurs échantillons sont réalisés : Cu/Si et Cu/verre à 250 et 500 nm d'épaisseurs. Deux faisceaux lasers 'pompes' Nd: YAG sont utilisés dans cette étude: nanoseconde (10ns) et picoseconde (42ps) ayant la même longueur d'onde de 266 nm. Ces faisceaux laser ont la même distribution gaussienne en intensité mais ont une durée d'impulsion différente, ce qui permet d'étudier l'influence de ce paramètre sur le processus de modification de morphologie de surface.

La méthode de réflectivité résolue en temps (RRT) utilise un laser pompe (faisceau laser UV) qui irradie la surface de l'échantillon, et un laser sonde (faisceau laser continu à 633 nm) qui est dirigé sur le même spot que le laser UV. Le signal réfléchi est mesuré par une photodiode rapide. Cette méthode de diagnostic permet d'observer en temps réel des changements de morphologie de surface ainsi que la fusion de celle-ci. Le processus de décollement des couches minces cuivre sur substrat de verre est étudié fonction de l'épaisseur de la couche mince et du nombre de tirs laser. Plus particulièrement, la méthode RRT est utilisée pour observer in situ le processus de formation des structures périodiques de surface sur la couche mince de cuivre. En plus, la formation et la typologie LIPSS (laser induit la structure périodique de surface) sont observées avec des analyses *post-mortem* MEB. Les deux techniques TRR et MEB permettent de discuter des mécanismes physiques de formation LIPSS sous faisceaux laser nano et picoseconde.

Analyse Spectroscopique et Simulation d'un Panache Plasma d'Ablation Laser d'Oxydes Métalliques Complexes

J.F. Lagrange¹, J. Hermann², J. Wolfman¹ et O. Motret¹

¹ GREMAN (Matériaux, Microélectronique, Acoustique, Nanotechnologies), UMR 7347 CNRS-CEA, Université François Rabelais de Tours, UFR Sciences & Techniques, Parc Grandmont - bât. E - 37200 TOURS

² LP3 (Lasers, Plasmas et Procédés Photoniques), CNRS – Aix-Marseille Université, 163 Avenue de Luminy - C. 917 - 13288 Marseille cedex 9
mél: olivier.motret@univ-tours.fr

L'ablation laser est une technique reconnue pour l'élaboration de films minces épitaxiés. Cette technique est appliquée au GREMAN pour la synthèse de couches minces d'oxydes complexes tels que $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$ et $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$, entrant dans la fabrication de condensateurs à très fortes constantes diélectriques pour des applications en électronique nomade, en lien avec la société *STMicronics*.

Nous présentons ici quelques résultats de l'analyse par spectroscopie et imagerie rapide du panache d'ablation sur les deux cibles précitées. Les spectres mesurés ont été comparés à la radiance spectrale d'un plasma non-uniforme à l'équilibre thermodynamique local (ETL) afin de déduire la température et les densités des espèces [1]. L'autoabsorption de nombreuses raies spectrales est très forte dans les premiers instants du développement du panache où la densité et la température sont très élevées et permet de valider les observations dès les premiers temps suivant le tir laser [2]. Le panache plasma est bien représenté par une modélisation à deux zones : un cœur "chaud" et fortement ionisé et une gaine "froide" et faiblement ionisée. La confrontation avec les spectres expérimentaux nous a permis de réaliser une cartographie spatio-temporelle de la température électronique et de la densité électronique en tout point du panache [1]. De plus, l'analyse par imagerie rapide a permis d'estimer la distance cible-substrat conduisant à un dépôt optimal.

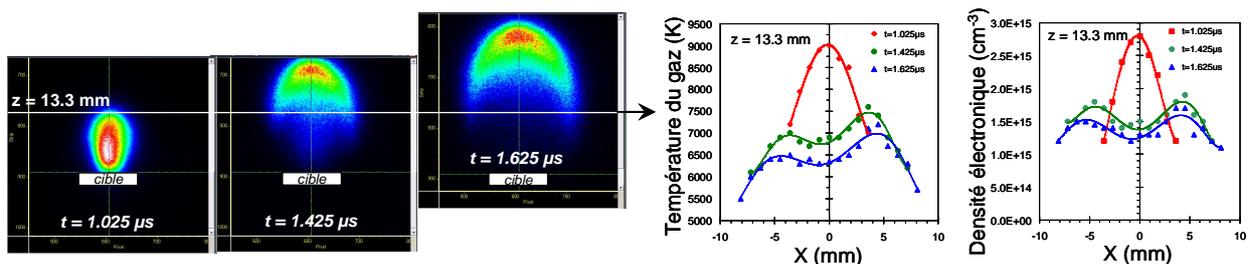


Figure 1: Etude radiale à $z = 13.3$ mm d'un panache de $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$.
 $P(\text{O}_2) = 30$ Pa, $F = 2.7$ J.cm⁻², $S = 2.6$ mm².

Ce travail a bénéficié de la plateforme technologique du CERTeM de Tours.

Références

- [1] J.-F. Lagrange, J. Hermann, J. Wolfman and O. Motret, *J. Phys. D*, **43**(28), 2010
- [2] J.-F. Lagrange, J. Hermann and O. Motret, proceeding of ISPC-19, Bochum, 2009

Caractérisation de matrices de micro plasmas sur silicium

M.Kulsreshath¹, L. Schwaederlé¹, V. Félix¹, P. Lefauchaux¹, T. Tillocher¹, H. Boettner², V. Schulz-von der Gathen², L. J. Overzet³, O. Aubry¹, S. Dozias¹, R. Dussart¹, P. Ranson¹

¹ GREMI – Université d'Orléans - 14 rue d'Issoudun – F-45067 Orleans Cedex 2

² Institute for Experimental Physics II, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, Germany

³ PSAL - University of Texas at Dallas, USA

mél: mukesh.kulsreshath@univ-orleans.fr

Les micro-décharges à pression atmosphérique offrent un certain nombre d'intérêts, en particulier en raison de leurs applications potentielles dans les nouveaux domaines émergents tels que la bio-médecine, le traitement de surface, les sources de lumière et le contrôle de la pollution [1,2,3]. Ici, nous présentons des matrices de réacteurs à micro-décharges, ainsi que nos résultats obtenus dans des cavités uniques à base de silicium (Si). Leur fabrication est basée sur la technologie des MEMS. Les électrodes sont séparées par un diélectrique SiO₂ de 5 à 6 µm d'épaisseur. La cathode correspond au silicium qui est creusé sous forme d'une cavité sphérique ou cylindrique. Dans tous les cas, il s'agit d'une cathode creuse. Nous avons construit des dispositifs avec des trous allant de 25 à 150 µm de diamètre. Les matrices obtenues peuvent fonctionner en DC, ainsi qu'en AC à pression atmosphérique. Pour le fonctionnement en AC, une couche diélectrique supplémentaire est nécessaire. Les tests ont été effectués pour les gaz inertes comme l'hélium (He) et l'argon (Ar) entre 100 et 1000 Torr de pression. Nous présentons des résultats d'expériences de claquage en DC pour différentes pressions, diamètres de trous et de profondeur de cavité.

Nous montrons en figure 1a qu'il est possible d'allumer les micro-plasmas en DC dans des cavités de diamètres différents: 50 (ANR), 100 (CNRS) et 150 µm (GREMI). Des expériences avec trois électrodes ont aussi été effectuées. Les expériences en AC ont été réalisées en collaboration avec l'équipe de V. Schulz-von der Gathen de partir de RUB (Bochum, Allemagne). La spectroscopie d'émission optique résolue en phase nous a permis d'observer des ondes de propagation à travers les matrices. Cela a déjà été observé et publié pour d'autres matrices de micro-décharge à base de Si [4]. La Figure 1b montre des matrices contenant des tranchées de micro-décharge fonctionnant en AC dans l'argon.

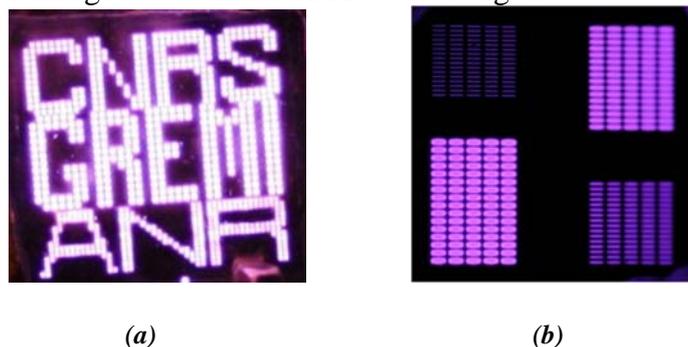


Figure 1: (a) Photo d'une matrice de microplasmas fonctionnant en DC dans l'He (350 Torr)
(b) Photo d'une matrice de microplasma en forme de tranchées fonctionnant en AC dans l'Ar (500 mbar)

Références

- [1] Lauer, J.L. et al. Plasma Science, IEEE (2005), 33 Issue:2,791 – 798
- [2] Endre J. Szili et al. Plasma Process. Polym. (2011), 8, 38–50
- [3] Wenbin Xue et al. Materials Letters 56 (2002), 737–743
- [4] Waskoenig et al. Applied Physics Letters (2008), 92, 101503

Spectra emitted by Cryoplasma in Helium

Hai Van Nguyen¹, N. Bonifaci¹, F Aitken¹, V. M. Atrazhev², K. Von Haeften³, J. Eloranta⁴

¹ *Laboratoire G2Elab CNRS & Joseph Fourier University, 25 rue des Martyrs, 38042 Grenoble, France*

² *Joint Institute for High Temperatures, RAS, Moscow, 125412*

³ *Department of physics and Astronomy, University of Leicester, UK*

⁴ *Department of Chemistry, University of California, USA*

mél: nelly.bonifaci@grenoble.cnrs.fr

Emission spectroscopy is a powerful tool to obtain information about the important parameters that characterize non-equilibrium discharge plasma at both low and high pressures. Spectroscopic observations of the light emitted by ionization gases can be used to determine conditions surrounding the emitted atoms or molecules. An ionization zone near a tip electrode is a source of a light emitted by the corona. Excited atoms interacting with environment and features of their spectra give information about density and temperature of a gas in the ionization zone.

Spectroscopic studies of the excitations in liquid helium have a long history. Experimental techniques, such as high energy electron bombardment, α -particle bombardment, corona discharge, strong field ionization by femtosecond laser pulses, vacuum UV excitation and synchrotron radiation, have been employed. In liquid helium the excited He* and He₂* species have been established to reside inside voids with a radius ranging from (7 – 15) Å (“bubble states”), which are slightly smaller than for a solvated electron in the liquid (18.5 Å). Such structures are the result of the Pauli repulsive exchange interaction between the Rydberg electron and the surrounding closed helium atoms shell.

In a gas, the “impact” interaction of radiator with surrounding atoms determines the symmetric Lorentzian profile of spectral lines with shift and width are proportional to the gas density. The shift sign (“red shift” for the shift toward longer wavelengths and “blue shift” for the shift toward shorter wavelengths) depends on character of radiator-perturbator interaction. The blue shift corresponds to significant repulsion. Well known measurements showed the blue shift of the line 706 nm (3^3S-2^3P transition) in low density He gas. The measurements were made using discharge in low pressure gas (< 10 Torr) and gave the symmetric Lorentzian profile of the line.

The cryoplasma in helium under pressures (0.1 -0.2) MPa allows us to observe lines of He I in conditions where liquid and dense gas were realized. Experiments have been carried out in gaseous and liquid He at the fixed temperature 4.2 and 5.1K and different pressures in the cell from 0.1 MPa up to 0.5 MPa.. The light emitted from the cryoplasma was collected and spectra in the range 500 - 1080 nm were recorded. Most of atomic lines and molecular bands were identified. These lines correspond to radiative transitions between excited states of He* atoms and He₂* excimer molecules.

Simulation PIC-MCC du plasma dans un réacteur magnétron DC en modes équilibré et déséquilibré

Lise Caillault*, Tiberiu Minea*

* *LPGP UMR 8578 CNRS-UPS, Université Paris-sud XI, bât. 210, 91405 Orsay cedex*
mél: lise.caillault@u-psud.fr

Bien que très largement utilisé dans l'industrie, le procédé magnétron de dépôt de couches minces par voie physique est encore sujet à de nombreuses études visant l'amélioration de la compréhension des phénomènes physiques qui s'y produisent. La multitude des phénomènes concernés, tous interdépendants (maintien de la décharge, confinement du plasma, réactivité chimique dans le plasma, interaction plasma/parois, transport de la matière pulvérisée, interaction matière pulvérisée/parois etc...) rend la compréhension globale du procédé particulièrement difficile, notamment lorsqu'on tente d'y accéder par l'approche expérimentale seule. En lien avec les expériences, les outils de modélisation peuvent amener un certain nombre d'éléments de réponse et c'est dans cette optique que nous avons développé le code de simulation PICMAG.

PICMAG est un code 2D Particle-In-Cell-Monte-Carlo-Collisions qui traite, de façon auto-consistante et sans hypothèses simplificatrices, les trajectoires « exactes » des particules chargées dans les champs électrique et magnétique tout en tenant compte des collisions (principalement particules charges/neutres) par la méthode Monte-Carlo. Cette approche microscopique est particulièrement adaptée aux décharges magnétisées basses pressions, telles les magnétrons. PICMAG décrit l'état stationnaire d'un plasma d'argon pur produit par magnétron à des pressions de l'ordre de 0.1 Pa, sous une tension de quelques centaines de volts et soumis à des champs magnétiques de plusieurs centaines de Gauss.

Dans cette communication nous présenterons plus particulièrement l'étude de l'influence de la configuration magnétique générée par les aimants (placés au centre et aux bords de la cathode) sur la phase plasma. Trois configurations sont étudiées : une de référence dite équilibrée (aimantations identiques au centre et aux bords) et deux déséquilibrées (aimantations plus et moins fortes au centre).

En ce qui concerne l'analyse des résultats produits par PICMAG, l'accent sera mis dans cet article sur le maintien et l'allure du plasma au dessus de la piste d'érosion dans la région de champs croisés, les valeurs de potentiel plasma et la chute de potentiel dans la gaine face au substrat ainsi que les flux d'électrons et d'ions aux parois. L'impact de ces paramètres sur la qualité des couches déposées sera également discuté.

Plasma micro-onde dans des fibres capillaires de 100 μm de diamètre

O. Leroy¹, B. Debord², P. Leprince¹, C. Boisse-Laporte¹,
R. Jamier², F. Gérôme², F. Benabid²

¹ *Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, bat 210, Univ. Paris-Sud, 91405 Orsay*

² *GPPMM group, Xlim, Univ. de Limoges, 123 Avenue Albert Thomas, 87060 Limoges*

mél: olivier.leroy@u-psud.fr

Dans le cadre d'un projet visant à créer une source compacte et flexible émettant dans l'ultraviolet, nous avons généré des plasmas d'argon à des pressions allant de 1 mbar à 3 bar dans des capillaires de quartz réduit jusqu'à des diamètres internes de 100 μm [1] à partir d'un dispositif d'excitation micro-onde à 2.45 GHz conçu à partir d'un surfatron [2].

Nous présenterons des résultats de simulations électromagnétiques couplées à des calculs de propagation d'ondes de surface, qui ont permis d'optimiser les dimensions de la structure d'excitation, et de trouver les meilleures conditions pour l'allumage et le maintien de tels plasmas. Le dispositif permet la propagation d'une onde de surface homogène azimuthalement (mode $m=0$) le long du capillaire, accompagnée de la génération d'un plasma de quelques centimètres de long avec des puissances de seulement quelques dizaines de Watt dans des capillaires remplis d'argon.

Un des avantages de ce système réside dans l'absence d'électrodes pour initier le plasma (et donc aucun accès n'est requis aux extrémités du capillaire) et dans le fort degré d'ionisation de la décharge, qui a été mis en évidence par des mesures par spectroscopie optique d'émission. Ces dernières seront présentées, et leur exploitation a par ailleurs permis d'estimer une température du gaz au cœur du plasma de l'ordre de 1400K. Finalement, le succès de cette étude ouvre la voie à la création de microplasmas directement dans des fibres optiques à cœur creux pour la réalisation de sources lasers à gaz fibrés.

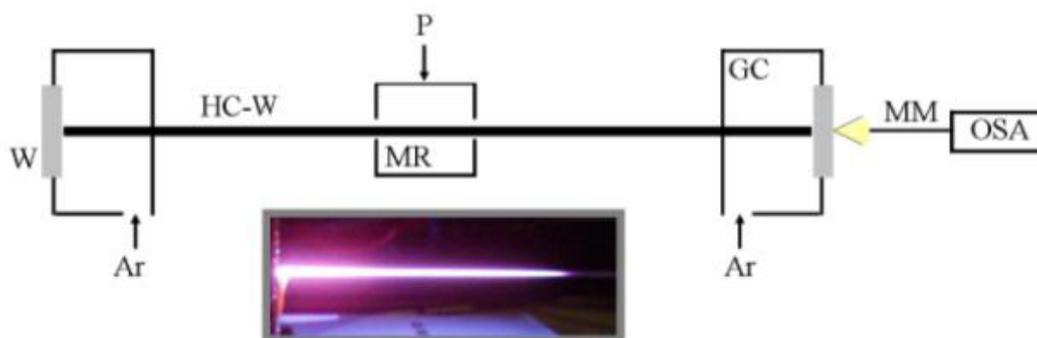


Figure: Dispositif expérimental : *W*: fenêtre en quartz, *Ar*: injection de gaz, *HC-W*: capillaire à cœur creux ($L = 60\text{ cm}$), *P*: puissance microonde, *MR*: excitateur microonde, *GC*: chambre à gaz, *MM*: fibre optique, *OSA*: spectromètre optique.
En encart: image d'un microplasma d'argon généré dans le capillaire de 100 μm de diamètre

Remerciements : Ce travail entre dans le cadre du projet « UV-factor » soutenu par un financement ANR/DGA-Astrid.

Références

- [1] B. Debord, R. Jamier, F. Gérôme, C. Boisse-Laporte, P. Leprince, O. Leroy, J.-M. Blondy, F. Benabid, CLEO, Baltimore – Maryland – USA (2011).
- [2] M. Moisan, Z. Zakrzewski, R. Pantel, J.Phys. D: Appl. Phys. **12**, 219-237 (1979)

Rôle des Électrons sur la Formation de Gaine dans les Plasmas Électronégatifs

N. Oudini¹, A. Meige², A. Aanesland¹, J.-L. Raimbault¹ et P. Chabert¹

¹Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP), École Polytechnique, Palaiseau Cedex 91128, France.

²PRESANS / X-Technologies / École Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France.
mél: noureddine.oudini@lpp.polytechnique.fr

Un plasma électronégatif est un plasma qui contient des ions positifs, négatifs et des électrons. Les gaines qui prennent forme dans ces plasmas sont assez différentes de celles qui prennent forme dans les plasmas électropositifs. Dans une décharge DC, par exemple, on peut distinguer deux cas de figure. 1) si la densité et le flux d'électrons sont négligeables par rapport à la densité et le flux des ions négatifs, le potentiel plasma prend une valeur comprise entre les potentiels appliqués aux électrodes, les ions positifs et négatifs diffusent vers les électrodes. 2) si la densité d'électrons est significative, le potentiel plasma prend une valeur maximale et les ions négatifs rebondissent sur les gaines qui prennent forme aux voisinages des électrodes et sont confinés ainsi dans le coeur du plasma.

Les applications industrielles, telles que la propulsion électrique ou la gravure, qui font intervenir les plasmas électronégatifs sont basées sur l'accélération successive des ions négatifs et positifs vers les grilles d'extraction pour la propulsion ou vers le substrat pour la gravure. Il est donc évident que dans ces applications on souhaite se placer dans le premier cas de figure décrit dans le paragraphe précédent. Plusieurs études [1,2] abordent la formation de gaines dans ces plasmas en négligeant complètement l'influence des électrons. L'argument avancé est souvent le fait que la densité électronique est très faible relativement à la densité des ions négatifs, or la haute température et la faible masse des électrons relativement aux ions négatifs font que souvent les flux électroniques ne sont pas négligeables par rapport au flux ionique même si la densité électronique est négligeable devant la densité ionique.

Dans ce travail nous avons développé un modèle hybride 1D, où les ions positifs et négatifs ont une description particulière, les électrons ont une description fluide et le potentiel plasma est obtenu à partir de l'équation de Poisson. Ce modèle a été utilisé afin de mieux comprendre le mécanisme de formation des gaines dans les plasmas électronégatifs et l'influence d'une fraction d'électrons sur le comportement de ces plasmas.

Références

- [1] A. Meige, G. Leray, J.-L. Raimbault, and P. Chabert Appl. Phys. Lett. **92**, 061501 (2008)
- [2] V. Midha, B. Ramamurthi, and D. J. Economou J. Appl. Phys. **91**, 10 (2002)

Caractérisation des Frontières de la Magnétosphère Terrestre à partir d'Ondes Radio Observées par les Satellites Cluster

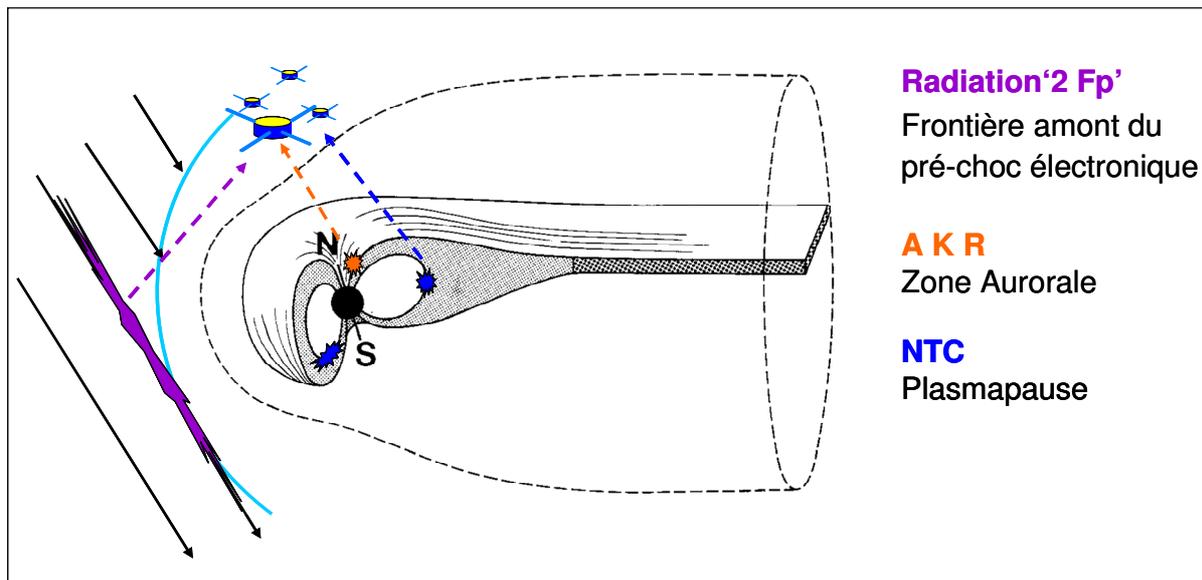
Pierrette Décréau¹, Jean - Gabriel Trotignon¹, Jean-Louis Rauch¹, Xavier Vallières¹
et équipe WHISPER

¹LPC2E, cnrs et université d'Orléans, Orléans, France

Les ondes radio émises par les planètes sont un outil précieux d'investigation de leur environnement plasma. La magnétosphère terrestre en constitue un bon exemple.

La mission à quatre satellites Cluster, en opération autour de la terre depuis l'été 2000, permet de mettre en évidence les phénomènes radio terrestres de manière unique: orbite permettant une bonne couverture de points de vue variés, observations multi points pour une distinction temps et espace, enfin mesures continues sur un cycle solaire.

Nous présentons quelques exemples d'études à distance de régions d'émission radio. Ces régions sont toutes placées dans des zones frontières: le rayonnement kilométrique (AKR) est émis dans les zones aurorales; un rayonnement 'myriamétrique' (NTC) est émis à la plasmopause; enfin dans le vent solaire, en amont du choc d'étrave associé à la magnétosphère, un rayonnement '2 Fp' est émis au double de la fréquence plasma locale.



Etude de l'accélérateur de l'Injecteur de Neutres d'ITER

A. Revel¹, S. Mochalsky¹, L. Caillault¹, T. Minea¹

¹ *LPGP, UMR 8578 Université Paris-Sud - CNRS, 91405 Orsay*
mél: adrien.revel@u-psud.fr

Malgré sa section efficace importante, la réaction de fusion nucléaire entre le deutérium et le tritium (${}^2_1D + {}^3_1T \rightarrow {}^4_2He + {}^1_0n + \alpha$), choisie par ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) et le LMJ (Laser MegaJoule), ne peut se faire que sous des conditions de pression et de température très contraignantes. En effet, dans le cas d'ITER, le combustible doit être chauffé à plus de 100 millions de degrés (10keV) afin d'atteindre le régime auto-entretenu. Le plasma résultant doit donc être confiné car aucun matériau ne peut résister à de telles températures. Ce confinement est assuré par de puissants champs magnétiques. Ceux-ci créent un courant induit qui permet d'atteindre 1keV. Le chauffage par ondes électromagnétiques est lui aussi limité en température. En conséquence, ITER sera équipé de plusieurs Injecteurs de Neutres (IdN) rapides permettant ainsi d'atteindre les températures désirées.

Le but de l'IdN est de créer un faisceau de neutres (du D^0 dans le cas d'ITER) à haute énergie. Pour se faire, les neutres doivent tout d'abord être ionisés (source) puis extraits et accélérés à l'aide de champs électriques et enfin neutralisés par collision avec une cible gazeuse.

La figure 1 schématise le principe de fonctionnement du NBI. Celui-ci a fait l'objet de nombreuses études, l'extraction a été étudié par S. Mochalsky[1] avec le code ONIX tandis que le neutraliseur l'a été par F. Duré[2]. L'accélérateur a quand à lui été analysé en REF [3]. L'étude numérique présentée ici concerne la modélisation 3D de l'accélérateur d'ions négatifs qui sera utilisé sur l'IdN d'ITER. La particularité de notre travail effectué est le couplage du code ONIX avec le nouveau code ONAC (Orsay Negative ion ACelerator) par l'utilisation des données de sortie d'ONIX afin d'avoir une meilleure compréhension de l'influence de la source et de l'extraction sur la mise en forme et l'accélération du faisceau d'ions négatifs. Les résultats obtenus seront présentés et discutés.

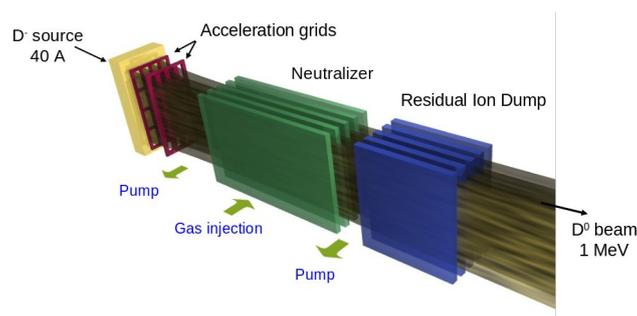


Figure 1: Vue schématique de l'IdN d'ITER

Références

- [1] S. Mochalsky, thèse Université Paris-Sud (2011)
- [2] F. Duré, thèse Université Paris-Sud (2011)
- [3] G. Fubiani, R.S. Hemsworth, H.P.L. de Esch, Phys. Rev. ST Accel. Beams **12**, 050102 (2009)

Croissance de nanostructures d'oxyde de cuivre de morphologies contrôlées par une micro-post-décharge à pression atmosphérique

A. Altaweel, T. Gries, T. Belmonte

Institut Jean Lamour, Département CP2S, Nancy-Université, UMR CNRS 7198, Parc de Saurupt, CS 14234, 54042 Nancy Cedex
mél: Thomas.Gries@ijl.nancy-universite.fr

La structuration des matériaux à l'échelle nanométrique permet de modifier leurs propriétés et d'améliorer leurs performances. La possibilité de synthétiser des nanomatériaux d'oxyde de cuivre de morphologies contrôlées ouvrent ainsi des perspectives dans de nombreux domaines d'applications tels que la catalyse ou la conversion de l'énergie solaire. Dans cette étude, nous présentons un procédé permettant de synthétiser des nanostructures d'oxyde de cuivre de morphologies contrôlées par une étape unique d'oxydation. Le traitement est réalisé par exposition directe du substrat à la post-décharge d'un plasma micro-ondes argon-oxygène fonctionnant à pression atmosphérique. Les espèces actives sortent du réacteur à travers un micro-trou (600 μm de diamètre) et réagissent avec le cuivre pour former des nanostructures. En fonction des paramètres expérimentaux, différentes nanostructures sont obtenues avec une grande reproductibilité (figure 1).

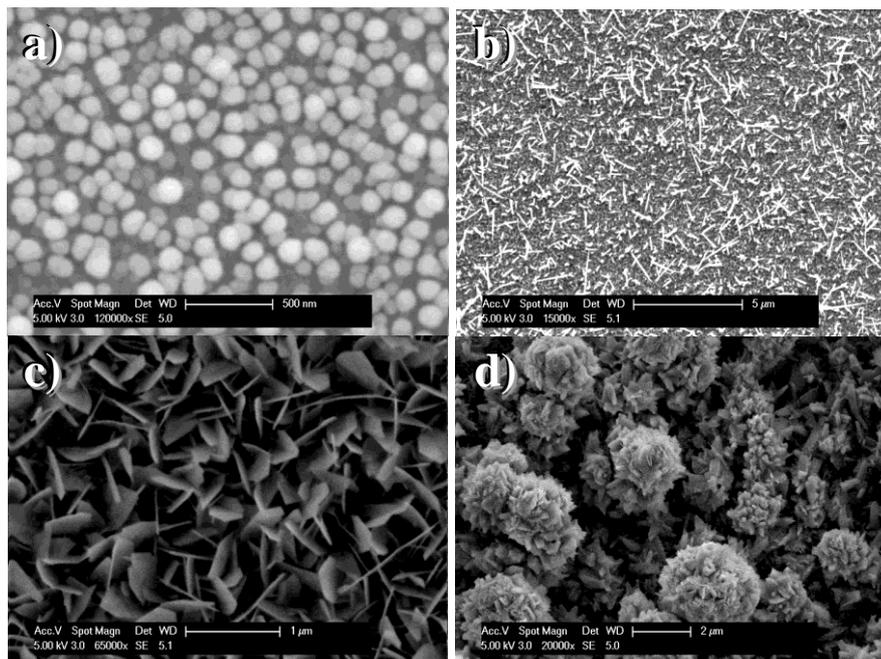


Figure 1: exemples de nanostructures d'oxyde de cuivre obtenues par oxydation directe par la micro-post-décharge à pression atmosphérique : a) nanoparticules (0D) b) nano-aiguilles (1D) c) nano-parois (2D) d) structures de type « fleur » (3D).

Les surfaces traitées ont été caractérisées par différentes techniques (MEB, MET, AFM, DRX). Les résultats expérimentaux montrent que ce procédé flexible peut être utilisé pour produire une large gamme de nanostructures d'oxydes métalliques de manière contrôlée à des températures inférieures à 300°C typiquement. Selon la pression partielle d'espèces réactives, il est possible de choisir la nature de l'oxyde formé (Cu_2O ou CuO). Enfin, les contraintes jouent un rôle majeur sur les mécanismes de croissance de ces nanostructures.

Evolution de la FDEE et de la température électronique au travers de différentes configurations de champs magnétiques

J. Bredin¹, A. Aanesland¹, P. Chabert¹ et V. Godyak².

¹ *Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP), Ecole Polytechnique/CNRS, Route de Saclay, 91128 Palaiseau, France*

² *RF Plasma Consulting, Brookline, Massachusetts 02446, USA*
mél: jerome.bredin@lpp.polytechnique.fr

Les Fonctions de Distribution en Energie des Electrons (FDEE) ont été mesurées dans une source inductive excitée à 4 MHz. Les pressions de fonctionnement vont de 1 à 100 mTorr, pour une puissance de décharge de 50 à 200 W [1]. Les champs magnétiques étudiés sont créés au moyen d'aimants permanents, placés de part et d'autre du réacteur et que l'on peut déplacer le long de l'axe x et éloigner du réacteur (le long de l'axe z) afin de modifier la localisation et la topologie du champ magnétique (Fig. 1). L'effet du champ magnétique a été étudié spatialement avec différentes configurations magnétiques au moyen d'une sonde de Langmuir cylindrique. La température et la densité électroniques sont calculées à partir des FDEE. Dans toutes les configurations étudiées, la densité électronique diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'antenne excitatrice (d'environ 1 eV sur 12 cm), ii) avec un champ magnétique constant, T_e décroît rapidement près de la bobine (d'environ 0.5 eV sur 2 cm) et reste quasiment constante sur le reste du réacteur, iii) avec un gradient abrupt de champ magnétique localisé au milieu de la chambre (7.5 cm), T_e décroît dans le gradient positif du champ magnétique et reste constante une fois le maximum passé. Ces expériences mettent en évidence le fait que pour diminuer rapidement la température électronique, il est nécessaire d'avoir un fort champ magnétique ainsi qu'un fort gradient. Les mesures ont aussi montré que seul le gradient positif du champ magnétique semble affecter la température électronique. Une structure lumineuse suivant les lignes de champ magnétique a été étudiée à l'aide d'une mesure déportée selon z, où la température électronique est plus élevée.

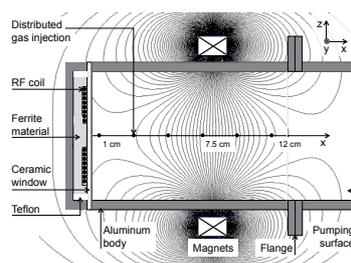


Figure 1: Schéma du réacteur ICP avec les lignes de champ magnétique

Remerciements

Nous sommes reconnaissants de l'expertise technique de J. Guillon et M. Baudier. Ce travail fait partie du projet PEGASES financé par EADS et le projet EPIC-ANR blanc ANR-11-BS09-040. Le travail de V. Godyak est en parti financé par le DOE OFES (Contract No DE-SC0001939).

Références

[1] A. Aanesland, J. Bredin, P. Chabert, V. Godyak, Appl. Phys. Lett. **100**, 044102 (2012).

Influence de l'air ambiant sur la post-décharge en écoulement d'un plasma Ar/O₂ radiofréquence à pression atmosphérique

C. Y. Duluard¹, T. Dufour², J. Hubert², F. Reniers²

¹ CORIA, CNRS/Université de Rouen, Site Universitaire du Madrillet, BP 12 – 76801 Saint Etienne du Rouvray Cedex

² Université Libre de Bruxelles, Chimie Analytique et Chimie des Interfaces, Boulevard du Triomphe, 2 – 1050 Bruxelles, Belgique
mél: corinne.duluard@coria.fr

Les plasmas hors équilibre à pression atmosphérique suscitent un grand intérêt, notamment pour le traitement de surface, le dépôt de couches minces et les applications biomédicales. Leur attrait réside principalement dans leur indépendance vis-à-vis de technologies du vide élaborées et la possibilité d'opérer à basse température de gaz.

Le plasma à l'étude est une torche plasma Atomflo™ 250D de la société Surfx Technologies LLC, commercialisée pour le dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma [1] et pour le traitement de surface de polymères, pour augmenter par exemple leur propriétés d'adhésion [2]. Il s'agit d'une décharge capacitive, excitée par source radiofréquence à 27.12 MHz. Les substrats sont placés en zone de post-décharge, ainsi les réactions ont majoritairement lieu entre les espèces neutres réactives et la surface du substrat. Le gaz plasmagène est habituellement l'hélium, que nous avons remplacé par l'argon au laboratoire.

Pour des applications de dépôt ou de traitement de surface, il est crucial de bien contrôler les espèces incidentes à la surface du substrat. Dans ce contexte, l'objectif de ce travail est de quantifier l'effet de l'air ambiant sur les propriétés physiques et chimiques de la post-décharge Ar/O₂ en écoulement. Pour cela, une caractérisation de la post-décharge par diagnostics optiques et par spectrométrie de masse a été entreprise.

Des mesures résolues spatialement de spectrométrie de masse et de fluorescence induite par laser sur les radicaux OH ont permis d'estimer, en fonction de la distance torche-substrat, la fraction d'air entre la torche plasma et le substrat. Nous observons que la concentration d'air reste inférieure à 0.1 % pour des distances inférieures à 5 mm. Au delà, l'effet de l'air ambiant ne peut plus être négligé et des gradients radiaux de concentrations d'espèces apparaissent. La population des états excités 4p de l'argon, déterminée de manière absolue par spectroscopie d'émission optique, décroît avec l'augmentation de la distance torche-substrat, tandis qu'un signal d'émission dans le système N₂(C-B) est mesuré. La diminution des densités d'espèces excitées Ar 4p et N₂(C) pour des distances supérieures à 9 mm s'explique partiellement par le taux croissant de dé-excitation par collisions avec les molécules N₂ et O₂ de l'air. Les mesures d'absorption mettent enfin en évidence la formation d'ozone à des concentrations comprises entre 10¹⁴ et 10¹⁵ cm⁻³, selon la distance torche-substrat et le débit d'oxygène injecté.

Références

- [1] M. Moravej and R. F. Hicks, Atmospheric Plasma Deposition of Coatings Using a Capacitive Discharge Source, Chem. Vap. Deposition **11**, 469-476 (2005)
- [2] P. Leroy and S. Abou Rich and F. Reniers, Ageing of LDPE surfaces modified by a low temperature plasma torch, 20th International Symposium on Plasma Chemistry, Philadelphia (2011)

Analyses par Sonde de Langmuir et par Spectroscopie d'Emission Optique d'un Plasma de Type RF-IPVD pour le Dépôt de Couche Minces de Cuivre Sur PPS.

I.Guesmi¹, J.Bretagne¹, C.Boisse-Laporte¹

¹ *Laboratoire de physique des gaz et des plasmas, UMR 8578, UPS XI, bat. 210, 91405 Orsay cedex*

e-mail: ismael.guesmi@u-psud.fr

Une amélioration de la technique de pulvérisation cathodique magnétron développée au début des années 90, la RF-IPVD (Radio-Frequency Ionised Physical Vapour Deposition), a été utilisée afin de déposer des couches minces de cuivre sur des substrats de formes complexes en poly-sulfure de phénylène (PPS). Ce procédé fait intervenir deux sources plasma, un magnétron DC, dont la puissance permet de contrôler la quantité de vapeur de cuivre pulvérisée, et une boucle interne alimentée en radiofréquence qui permet, en générant un plasma couplé inductivement (ICP), l'apport d'énergie à la vapeur métallique afin notamment d'en ioniser une partie et de pouvoir exercer un contrôle sur celle-ci. Des résultats précédents ont montré d'une part que l'adhérence des films de cuivre sur leurs substrats polymères est grandement améliorée en réalisant un traitement des substrats préalablement au dépôt à l'aide du plasma ICP. D'autre part, il a été montré que la résistivité des couches pouvait être directement contrôlée en ajustant la puissance RF.

Afin de déterminer les mécanismes intervenant dans le plasma IPVD et conduisant à la modification des propriétés des couches, plusieurs analyses de la phase gazeuse ont été menées. Des mesures par sonde de Langmuir ont permis, pour les différentes conditions de fonctionnement, de déterminer les potentiels plasma et flottant, les densités et températures électroniques ainsi que d'établir les fonctions de distributions en énergie des électrons. Des analyses optiques (spectroscopie d'émission et absorption résonante), dont les résultats sont corrélés avec les mesures de sonde, ont permis de mettre en évidence les « chemins » conduisant à l'ionisation de la vapeur de cuivre et de montrer les limites du procédé IPVD sur celle-ci.

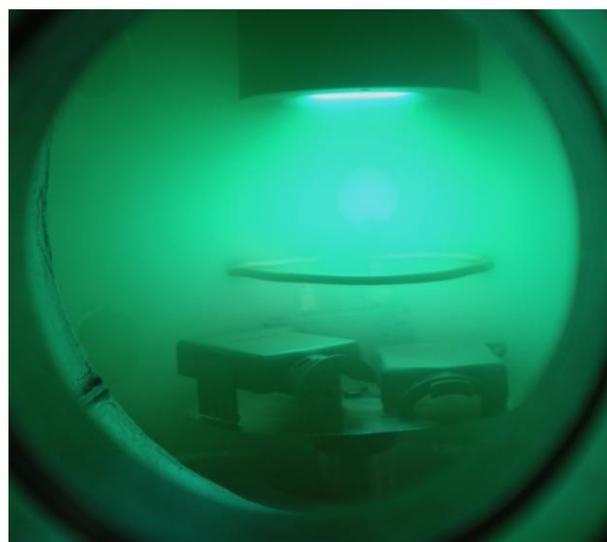


Figure 1: *Plasma IPVD cuivre-argon pour le dépôt de couche mince de cuivre sur substrats de formes complexes en poly-sulfure de phénylène.*

Analyse Automatisée de Films Vidéo Rapide : Application à Deux Situations Rencontrées en Physique des Plasmas

A. Melhem*, S. Bardin, F. Brochard, J-L Briançon, G. Henrion, T. Czerwiec, J. Martin, J. Bougdira, T. Belmonte.

Institut Jean Lamour – UMR CNRS Université de Lorraine – Ecole des Mines – 54042
NANCY cedex (France)

* Adresse actuelle : GREMI – UMR CNRS- Université d'Orléans – Rue d'Issoudun – 45067
ORLEANS cedex

gerard.henrion@ijl.nancy-universite.fr

Contrairement à la spectroscopie d'émission optique, l'utilisation de l'imagerie rapide est moins courante pour le diagnostic des plasmas. La principale raison est essentiellement liée au manque de disponibilité de caméras vidéo rapide sur le marché. Si l'émergence des caméras streak a permis d'accéder à la caractérisation de phénomènes transitoires sub-nanoseconde, ces outils restent événementiels en ce sens où ils ne permettent l'observation de ces phénomènes transitoires que sur de très courtes durées. Bien que moins performantes en termes de résolution temporelle, les caméras vidéo à haute fréquence d'acquisition (typ. > 100 kHz) disponibles actuellement autorisent l'observation et le suivi, sur des durées pouvant atteindre plusieurs dizaines voire centaines de millisecondes, d'événements ponctuels.

Dans une première partie, nous donnons une description de l'algorithme d'analyse automatisée des films enregistrés, avec une attention particulière portée aux difficultés de seuillage. Nous nous présentons ensuite des résultats de vidéo rapide appliquée à deux situations rencontrées en sciences des plasmas :

Tout d'abord, la détection et le suivi des poussières résultant des interactions plasma-paroi dans les tokamaks. Les résultats portent sur l'analyse de films enregistrés au cours des tirs successifs du tokamak ASDEX upgrade. Les premières analyses effectuées sur les cinq dernières campagnes confirment clairement que la quantité de poussières est significativement faible voire nulle dans la plupart des décharges effectuées dans ASDEX Upgrade, excepté pour des conditions spécifiques de décharges correspondant à des phases anormales de fonctionnement (disruptions, ELMS, etc.).

La seconde application concerne la caractérisation des micro-décharges inhérentes au procédé d'oxydation par plasma électrolytique. Nous montrons ainsi l'influence des paramètres du procédé sur les caractéristiques des micro-décharges telles que leur distribution en durée de vie ou encore leur densité surfacique, paramètres qui sont ensuite corrélés aux caractéristiques des couches d'oxyde élaborées.

Thermographie de la couronne solaire par séparation aveugle de sources

T. Dudok de Wit¹, S. Moussaoui², C. Guennou³, F. Auchère³, G. Cessateur⁴,
M. Kretzschmar⁵, L. Vieira¹

¹ LPC2E, 3A avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans Cedex 2, France

² IRCCYN, 1 rue de la Noé, BP 92101, 44321 Nantes Cedex 3, France

³ IAS, Bâtiment 121, 91405 Orsay, France

⁴ PMOD-WRC, 7260 Davos Dorf, Switzerland

⁵ SIDC, Royal Observatory of Belgium, Ringlaan 3, 1180 Brussels, Belgium

courriel: ddwit@cnrs-orleans.fr

L'imagerie dans l'Extrême-UV (EUV) est un puissant diagnostic des plasmas chauds de la couronne solaire. Or les images prises dans des longueurs d'onde correspondant à des raies spectrales différentes révèlent souvent des structures fort similaires à cause de la résolution spectrale finie des instruments. Il serait alors souhaitable de convertir ces images en un jeu d'images "moins redondantes", qui isolent mieux des structures morphologiquement différentes. La séparation aveugle de sources a justement pour objectif de séparer les constituants élémentaires à partir de leur mélange, et en faisant un minimum d'hypothèses sur ces constituants et leur coefficients de mélange. Cette méthode est aujourd'hui utilisée avec succès dans de nombreux domaines: acoustique, imagerie hyperspectrale, cosmologie, etc.

Nous montrons que les 6 images prises dans des raies optiquement minces de l'EUV peuvent être reconstruites uniquement à partir de 3 "images source". L'estimation de leur réponse en température montre que chaque source isole en réalité une plage de températures de la couronne solaire, ce qui permet ainsi de reconstruire des cartes thermales empiriques.

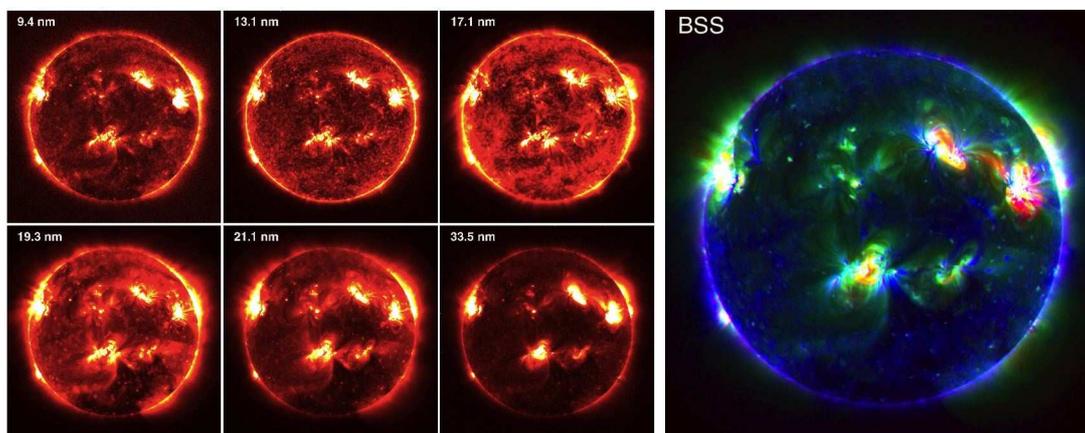


Figure 1: A gauche: images de la couronne solaire prises au même moment dans six raies de l'EUV. A droite: image composite obtenue à partir des précédentes, que la séparation en sources permet de condenser en 3 images source seulement. L'image composite est obtenue en attribuant les canaux rouge-vert-bleu aux images source qui décrivent des structures dont la température vaut respectivement 3-7 MK, 1.5-3 MK, et 0.5-1.5 MK

Mesure in situ de la densité de courant dans un plasma

T. Dudok de Wit¹, M. Chabassière¹, G. Jannet¹, V. Krasnosselskikh¹,

¹ *LPC2E, 3A avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans Cedex 2, France*
courriel: ddwit@cnrs-orleans.fr

La densité de courant est une donnée importante des plasmas naturels et de laboratoire. Dans les premiers, elle est généralement déduite du rotationnel du champ magnétique, au prix de multiples hypothèses. Sa mesure in situ directe est en effet rendue ardue par la très faible densité des courants observés, qui sont de l'ordre de $1 \mu A m^{-2}$. Avec de si faibles courants, l'élimination de toute interférence avec le champ magnétique et électrique ambiant devient essentielle et nécessite une conception soignée ainsi qu'un blindage efficace.

Nous avons développé une boucle de Rogowskii, basée sur le même principe de les instruments utilisés en laboratoire, et qui permet de mesurer correctement la très faible densité de courant pour les plasmas naturels. L'instrument a fonctionné avec succès sur la fusée sonde ACES en janvier 2009, lors de la traversée d'une aurore. Nous présenterons les caractéristiques de l'instrument ainsi que quelques résultats obtenus.

Whistler-mode Chorus Wave-Normal Distribution and Electron Scattering in the Radiation Belts

O. Agapitov^{1,2}, A. Artemyev^{1,3}, H. Breuillard¹, V. Krasnoselskikh¹, and G. Rolland⁴

¹LPC2E/CNRS University of Orleans, Orleans, France

²National Taras Shevchenko University of Kiev, Kiev, Ukraine

³Space Research Institute, RAS, Moscow, Russia

⁴CNES, Toulouse, France

mél: oleksiy.agapitov@cnsr-orleans.fr

We performed a statistical study for VLF emissions using a whistler frequency range for ten years (2001-2010) of Cluster measurements. We utilized data from the STAFF-SA experiment, which spans the frequency range from 8.8 Hz to 3.56 kHz and present distributions of wave magnetic and electric field amplitude and wave-normals in dependence on MLat, MLT, L-shell and geomagnetic activity in a form of probability levels, which were directly applied for electrons diffusion coefficients estimation in the outer radiation belt. The propagation direction of chorus waves rapidly deflects from the magnetic field with the increase of latitude [1]. The width of the distribution increases also. Results were proved by use of numerical ray tracing simulation. Distributions for the diffusion coefficients for day and night sectors and for different geomagnetic activity regimes are obtained. The diffusion coefficients from these distributions are compared with coefficients calculated under assumption of whistler parallel propagation with constant value of variance and wave amplitude along magnetic field line (Fig. 1).

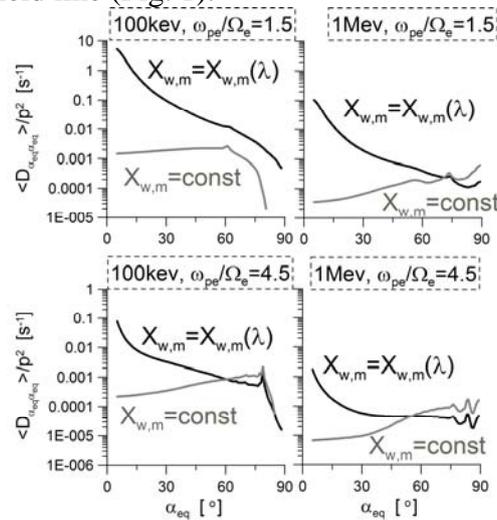


Figure 1: Pitch-angle diffusion coefficients averaged over electron bounce oscillations are shown for constant parameters ($X_w = 0.577$, $X_m = 0$, gray color) and for parameters dependent on the magnetic latitude (black color).

The increase of the mean value and the variance of the wave vector distribution with latitude results in significant growth of the pitch-angle diffusion rates due to significant increase of the contribution of higher order cyclotron resonances at large latitudes, which is most efficient for electrons with small equatorial pitch-angles.

Références

[1] Agapitov, O., V. Krasnoselskikh, Y. V. Khotyaintsev, and G. Rolland. GRL,38 (2011)

[2] Artemyev, A., O. Agapitov, H. Breuillard, V. Krasnoselskikh, G. Rolland GRL,40 (2012)

Chorus type whistler wave distributions in the radiation belts and inner magnetosphere using ray tracing

H. Breuillard¹, Y.Zaliznyak^{1,2}, O.Agapitov^{1,3}, V. Krasnoselskikh¹, A. Artemyev^{1,4}, G. Rolland⁵

¹LPC2E/CNRS University of Orleans, Orleans, France

²Institute for Nuclear Research, Kiev, Ukraine

³National Taras Shevchenko University of Kiev, Kiev, Ukraine

⁴Space Research Institute, RAS, Moscow, Russia

⁵CNES, Toulouse, France

mél: hugo.breuillard@cnr-orleans.fr

The quasi-monochromatic whistler wave packets are widely assumed to be formed in the vicinity of the magnetic equator and are frequently observed for example by Cluster spacecraft. The objective of our study is a reconstruction of realistic chorus emissions in radiation belts and in inner magnetosphere. To achieve this aim the data from the electric and magnetic field measurements onboard Cluster satellite [1] is used to determine the major characteristics of the chorus signal around the equator region, namely, its averaged wave vector, wave vector distribution, Poynting flux and polarization. Then the propagation of such a wave packet is modeled in the framework of so-called ray tracing technique using the original code which employs K. Rönmark's WHAMP to obtain hot plasma dispersion function values along the wave packet trajectory. The observed (real) rays at the equator are first fitted to the observed waveform using Cluster observations (initial conditions) and then these rays are propagated numerically through the inner magnetosphere in the frame of the WKB approximation. The density distributions of the magnetospheric particles is taken from the Gallagher et al. package that is provided by the authors and distributed as free software. Ray tracing allows one to reconstruct the properties of waves such as electric and magnetic fields, and the width of the wave packet in k-space along the ray propagation path. The calculations take into account realistic effects of the spreading of the signal due to propagation in the inhomogeneous and anisotropic magnetized plasma, the dependence of signal propagation characteristics upon initial conditions, etc. The obtained results are in a good agreement with the experimental wave normal dependence on latitude. Our calculations make possible to follow the wave packets and calculate their properties in the desired regions, e.g. the regions where an efficient wave-particle interaction is expected to occur (Figure 1). This allows to estimate particles diffusion rates [2].

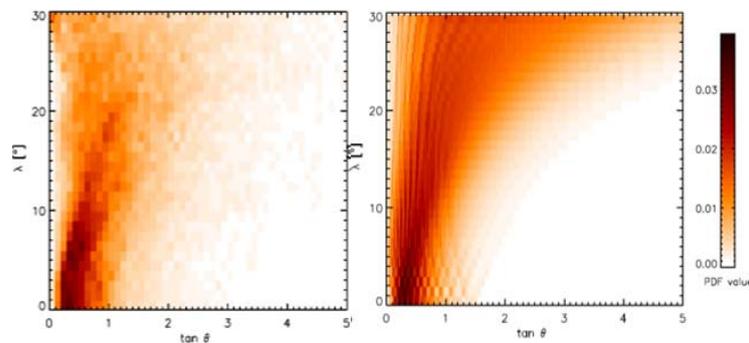


Figure 1: PDF of $\tan\theta$ distribution from CLUSTER experimental data and from simulation.

Références

[1] Agapitov, O., V. Krasnoselskikh, Y. V. Khotyaintsev, and G. Rolland. GRL,38 (2011)

[2] Artemyev, A., O. Agapitov, H. Breuillard, V. Krasnoselskikh, G. Rolland GRL,40 (2012)

Caractérisation des vitesses des ions Xe^{II} dans la plume d'un propulseur à effet hall

T.GIBERT⁽¹⁾, F.DIOP⁽¹⁾, M.TITOV⁽²⁾ and A.V. LOYAN⁽²⁾

⁽¹⁾ Groupe de Recherche sur l'Energétique et des Milieux Ionisés, 14 rue d'Issoudun 45000 Orléans, France

⁽²⁾ National Aerospace University « KHAI », 61070 Kharkov, Ukraine

Les travaux présentés ont été effectués dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire GREMI (Orléans) et le laboratoire KHAI (Kharkov- Ukraine). Ces travaux portent sur la caractérisation des vitesses des ions émis dans le jet d'un petit propulseur spatial ukrainien « Stationary Plasma Thruster » SPT20 par spectroscopie FIL (Fluorescence Induite par Laser).

Le propulseur a été importé d'Ukraine pour cette action de recherche et implanté dans la chambre à vide du GREMI. Ce propulseur de faible puissance (inférieur à 100 mW) fonctionne avec des flux de gaz compris entre 0.1 et 0.35 mg/s et des tensions de décharges allant de 220 V à 310V. L'ergol utilisé est le xénon qui de par sa masse atomique élevée (131.3 uma) et sa faible énergie d'ionisation (12.1 eV) est habituellement utilisé dans les technologies spatiales. La transition de Xe^{II} entre les états 5d[4]_{7/2} et 6p[3]_{5/2} à $\lambda_{\text{vide}} = 834.952$ nm est sondée par le faisceau d'une diode laser. La plage d'accordabilité de 25 GHz sans saut de mode permet de sonder lors d'un même balayage les ions au repos et les ions accélérés. Ainsi, les composantes axiales et radiales de la vitesse des ions Xe^{II} sont déduites du décalage Doppler par rapport à la longueur d'onde des ions au repos. Ces mesures permettent de déterminer le vecteur vitesse des ions émis par le propulseur.

Les mesures ont été effectuées à une distance de 25mm devant le plan de sortie du moteur. Trois populations distinctes d'ions Xe^{II} ont été mises en évidence:

- des ions de faibles vitesses ($V_{\text{max}} \sim 5\ 000$ m/s) présentant une composante radiale élevée qui contribue à la divergence du faisceau ;
- des ions de moyennes vitesses ($V_{\text{max}} \sim 14\ 000$ m/s) de répartition plus directionnelle que les précédentes ;
- des ions de grandes vitesses ($V_{\text{max}} \sim 18\ 000$ m/s) qui présentent une composante radiale très faible et qui ont vraisemblablement subi tout le potentiel d'accélération. Ces expériences ont mis en évidence que la vitesse maximale finale des ions est atteinte en aval du canal du moteur.

Cette dernière catégorie d'ions Xe^{II} contribue le plus efficacement à la poussée du moteur et sa production doit être optimisée en vue de l'amélioration des performances du propulseur.

Caractéristiques Electriques et Thermiques d'une Décharge d'arc Dans un Mélange Ar-CO₂

N. Cerqueira¹ et C. De Izarra¹

¹ GREMI : Groupe de **R**echerches sur l'**E**nergétique des **M**ilieus **I**onisés,
UMR 7344 CNRS, Faculté des Sciences, Université d'Orléans,
rue Gaston Berger, BP 4043, 18028 BOURGES Cedex
mél: nuno.cerqueira@univ-orleans.fr

Les colonnes de plasma de géométrie cylindrique sont fréquemment rencontrées en laboratoire. Dans cette étude la colonne de plasma est établie entre 2 électrodes de tungstène de type pointe séparées de 5 à 10 mm et placées verticalement dans une chambre remplie d'un mélange Ar-CO₂ à la pression atmosphérique (Figure 1).

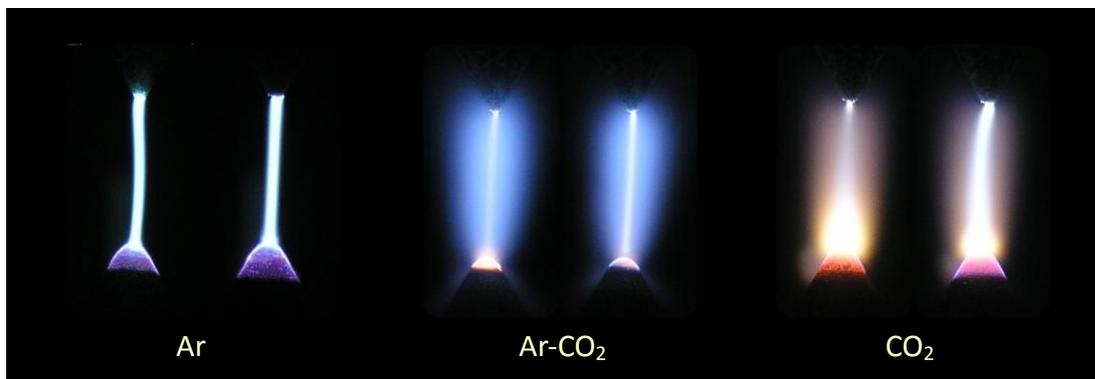


Figure 1: Décharges sous Ar et Ar-CO₂

L'alimentation électrique (tension continue de 10 kV) permet de faire varier l'intensité du courant d'arc de 0.1 A à 0.3 A.

L'étude de la colonne de plasma et de son gaz environnant est réalisée soit par interférométrie optique [1] [2] soit par spectroscopie optique d'émission [3] (Figure 2).

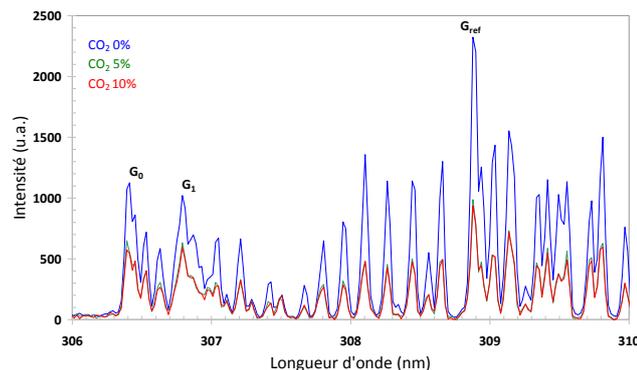


Figure 2: Exemples de spectres moléculaires (OH) expérimentaux obtenus

Références

- [1] N. Cerqueira, K. Kesseng & C. De Izarra, JHTMP, vol 12, n°1, p 81-90, (2008)
- [2] N. Cerqueira, K. Kesseng & C. De Izarra, GEC-ICRP 2010, Paris, (2010)
- [3] N. Cerqueira & C. De Izarra, CAE X, Limoges, (2011)

Caractérisation et optimisation d'une source Plasma Gun générant des colonnes de plasma pulsées à la pression atmosphérique (PAPS)

V. Sarron, E. Robert, D. Riès, S. Dozias et J.M. Pouvesle
GREMI, UMR 7344, CNRS/Université d'Orléans, 14 rue d'Issoudun, BP 6744,
45067 Orléans Cedex 2
mél : eric.robert@univ-orleans.fr

L'utilisation de plasmas dans le domaine biomédical s'est accentuée avec le développement des jets de plasmas à pression atmosphérique (APPJ). Le GREMI a développé le système Plasma Gun qui permet de générer de manière impulsionnelle des colonnes de plasma à longues distances dans des capillaires diélectriques ($\varnothing \sim$ qqs centaines de micromètres à plusieurs millimètres), notamment en vue de traitements endoscopiques. La colonne de plasma, faisant suite à un front d'ionisation guidé par le tube diélectrique, se propage à très grande vitesse ($10^7 - 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$) sur de longues distances (dizaines de cm-mètre). Nous avons dénommé l'ensemble front d'ionisation-colonne de plasma « Pulsed Atmospheric Plasma Stream » d'où le sigle PAPS. Une meilleure connaissance des mécanismes à l'origine de la génération et de la propagation des PAPS est nécessaire en vue des applications, qu'elles concernent ou non le domaine biomédical.

Le Plasma Gun est basé sur une décharge à barrière diélectrique (DBD), alimentée par une haute tension pulsée (du monocoup à quelques kHz), à l'intérieur de laquelle circule un gaz rare (néon, hélium). Un PAPS est généré à chaque claquage et se propage à l'extérieur du réacteur dans un capillaire diélectrique dont la nature peut être variée (borosilicate, Rilsan[®], céramique, ...). L'imagerie par caméra rapide intensifiée a permis de mettre en évidence deux modes de propagation différents et successifs. Sur les premiers centimètres après la sortie du réacteur, le PAPS, relativement inhomogène, se propage le long de la paroi du tube (Wall-hugging PAPS, (Wh-PAPS)). Au fur et mesure de son avancée, il tend à s'homogénéiser et à remplir le tube sur tout son diamètre (Homogeneous PAPS, (H-PAPS)). Le front d'ionisation, partie la plus lumineuse du PAPS est relié au réacteur par un plasma résiduel dont l'impédance va fortement influencer sur les caractéristiques de propagation, de même que la durée et la forme de l'impulsion électrique appliquée à la DBD [1]. La durée de l'impulsion permet ainsi, par exemple, un contrôle de la longueur de propagation.

Des résultats seront aussi présentés sur la propagation des PAPS dans des capillaires ou tubes de géométrie complexe comprenant notamment des divisions et des intersections. Ces derniers présentent un intérêt particulier pour l'utilisation du Plasma Gun sur des cibles de formes compliquées présentant notamment des ouvertures à grand rapport d'aspect. Cette étude s'inscrit dans le cadre du projet Plasmed et de l'ANR PAMPA.

Références

[1] E. Robert, V. Sarron, D. Riès, S. Dozias, M. Vandamme, J.M. Pouvesle, Plasma Sources Sci Technol soumis.

Croissance De Nanostructures De Carbone Par Plasma Et Détermination De Leurs Propriétés Électriques et Thermiques

Mireille Gaillard¹, Éliane Amin-Chlhoub, Agnès Petit, Nadjib Semmar, Chantal Boulmer-Leborgne

¹ GREMI UMR7344 Université d'Orléans-CNRS, Orléans
mél: mireille.gaillard@univ-orleans.fr

L'industrie de la microélectronique fait face aujourd'hui à deux problèmes majeurs qui empêchent le bon fonctionnement des composants et des circuits intégrés, limitent leur durée de vie et les rendent moins fiables [1], à savoir l'électromigration et le chauffage local par effet Joule. Si ces phénomènes existent toujours dès qu'il y a passage de courant, ils deviennent particulièrement critiques lorsque les dimensions caractéristiques des composants atteignent le domaine submicrométrique. Une des solutions étudiées serait de remplacer les matériaux actuellement utilisés comme interconnexions par de nouveaux composants, comme les nanotubes de carbone (NTC) [2] possédant une excellente conductivité électrique et thermique [3] mais dont la croissance, pour leur intégration en microélectronique, est encore loin d'être optimisée.

Dans ce travail, la croissance de tapis de NTC multifeuillet (30 µm de haut) alignés verticalement est réalisée par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD). Cette technique nécessite un catalyseur avant la croissance, déposé par pulvérisation laser et restructuré par voie thermique. L'influence des différents paramètres expérimentaux sont étudiés, comme le couple substrat/catalyseur, la température de croissance, les débits de gaz, la puissance plasma... Ce qui a permis de cerner les domaines de valeurs pour lesquelles la croissance donne les résultats attendus et ainsi de contrôler le procédé.

Les propriétés électriques des tapis sont testées par la méthode quatre-pointe, qui a été adaptée aux couches minces poreuses. Les propriétés thermiques des tapis sont testées par photométrie infra rouge en temps réel. Dans ce cas, une source de chaleur, un faisceau laser excimer à 248 nm, provoque une élévation de la température de surface du tapis, suivie de la propagation d'une onde thermique dans le tapis. La mesure en temps réel de la variation de température de surface permet de remonter, entre autre, à la conductivité thermique du tapis, après identification avec un modèle 1D. Ces tests ont montré que les tapis réalisés sont bons conducteurs électriques et thermiques, résultats encourageants pour leur intégration.

Pour réaliser ces tests électriques et thermiques, il est indispensable de déposer une couche mince métallique sur le haut des tapis : contact électrique en or et transducteur thermique en titane ou tungstène. La morphologie et surtout la grande porosité du milieu (environ 70%) rend cette étape très délicate. Elle est réalisée par dépôt physique en phase vapeur, de type plasma magnétron, qui permet le dépôt homogène d'une couche mince considérée comme continue. Les deux techniques plasmas sont présentées dans ces travaux en montrant l'intérêt de ces choix.

Références

- [1] Rapport sur les Technologies clé 2015, Technologies de l'information – Nanotechnologies, ch. 23, <http://www.industrie.gouv.fr/tc2015/>
- [2] A. Chiarello et al. *Carbon nanotubes interconnect for integrated circuits*, 2009
- [3] *Carbon nanotubes* Ed. by J.M. Marulando, In-Tech, 2010

Résultats expérimentaux sur la génération des germes de champ magnétique dans les ondes de choc produits par laser.

R. Yurchak¹, A. Ravasio¹, G. Gregori^{2,3}, C.D. Murphy², A. Benuzzi-Mounaix¹, R. P. Drake⁴, M. Fatenejad⁸, M. Koenig¹, C. M. Krauland⁴, D. Lamb⁸, J.R. Marques¹, J. Meinecke², F. Miniati⁷, H.-S. Park⁶, A. Pelka¹, B. Remington⁶, B. Reville², A. Scopatz⁸, T. Vinci¹, N. Woolsey⁵, R. P. Young⁴

¹ *Laboratoire pour l'Utilisation de Lasers Intenses, UMR7605, CNRS CEA, Université Paris VI École Polytechnique, 91128 Palaiseau cedex, France.*

² *Department of Physics, University of Oxford, Parks Road, Oxford OX1 3PU, UK.*

³ *Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot OX11 0QX, UK.*

⁴ *Department of Atmospheric, Oceanic and Space Science, University of Michigan, 2455 Hayward Street, Ann Arbor, Michigan 48103, USA.*

⁵ *Department of Physics, Heslington, University of York, YO10 5DD, UK.*

⁶ *Lawrence Livermore National Laboratory, PO Box 808, Livermore, California 94551, USA.*

⁷ *Physics Department, Wolfgang-Pauli-Strasse 27, ETH-Zurich, CH-8093 Zurich, Switzerland.*

⁸ *Flash Center for Computational Science, University of Chicago, IL 60637*

Tandis que les observations astronomiques montrent que des champs magnétiques de grande échelle sont omniprésents dans l'univers, leur origine et les mécanismes d'amplification associées restent des sujets ouverts de l'astrophysique moderne.

Une étude expérimentale de la génération et d'amplification du champ magnétique par des ondes de choc produits avec des lasers de puissance sera présentée ici. Cette approche permet de réduire les phénomènes astrophysiques à l'échelle de laboratoire, tout en gardant leurs propriétés physiques essentiels.

Au cours de l'expérience menée au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI), un laser d'impulsion nanoseconde a été focalisé sur une tige en carbone dans une chambre remplie d'Argon de faible pression, produisant une onde de souffle asymétrique. Des bobines à trois axes placés à quelques centimètres de la cible ont été utilisés pour mesurer le champ magnétique créé. La caractérisation de l'onde de choc a été effectuée à l'aide d'un ensemble de diagnostics optiques tels que la strioscopie (Schlieren), l'interférométrie, la diffusion Thomson électronique ainsi que la spectroscopie d'émission. On présentera ici les résultats de cette expérience, en discutant de la création du champ magnétique par des processus de batterie de Biermann [1].

Références

- [1] G. Gregori, A. Ravasio, C.D. Murphy et al. Generation of scaled protogalactic seed magnetic fields in laser-produced shock waves. *Nature*, v. 481, p. 480, 2012
- [2] E.N. Parker, Hydromagnetic dynamo models. *Astrophys. J.* 122, 293-314 (1955).
- [3] E.G. Zweibel, C. Heiles, Magnetic fields in galaxies and beyond. *Nature* 385, 131-136 (1997).

Plasma polymers with adjustable wetting behavior

J. Berndt, H. Acid, E. Kovacevic, L. Boufendi
GREMI, Université d'Orléans, 14 rue d'Issoudun 45067 ORLEANS Cedex 2

We witness nowadays the expansion of a new and exciting field of plasma-research: plasma-medicine. One important aspect of this field is related to the controlled production of so-called biomaterials, i.e. materials used for the control of bio-interfacial interactions. One factor which is decisive for many applications in this field concerns the wettability of surfaces [1]. The control of the hydrophobicity or hydrophilicity is for example crucial for the production of antifouling coatings, for the design of microfluidic elements or for newly developed “lab on a chip” applications. The wettability of a surface commonly depends on two factors, the surface chemistry and the surface roughness or to use a more general term the surface topography [2]. We report in this contribution about the use of plasmas and in particular low temperature plasmas for the synthesis of thin polymer films with adjustable wetting characteristics. In the focus of this work is the investigation of polymerisation processes in pulsed discharges. The influence of pulse frequency and duty cycle on the plasma and on the properties of the plasma synthesized polymers is investigated. An important issue concerns here the interplay between volume polymerisation processes leading to the formation of nanoparticles and the deposition of thin polymer films on surfaces exposed to the plasma. The post treatment of the resulting polymer coatings by means of different kinds of plasmas and its influence on the wetting behaviour is investigated. The results show that the wetting behaviour can be adjusted (from superyhydrophobic to superhydrophilic) by the proper choice of the post treatment method. The influence of the post treatment on the polymers is analyzed by means of XANES, FTIR spectroscopy.

References

- [1] J. Drelich, E. Chibowski, D. Desheng Meng and K. Terpilowski *Soft Matter* **7**, 9804 (2011)
- [2] L. Gao and Th. J. McCarthy *J. AM. CHEM. SOC.* **128**, 9052 (2006)

Analyses ex-situ des nanoparticules synthétisées par plasma

I. Chiboub¹, L. Boufendi¹, JM. Pouvesle¹, F. Livet², T. lecas¹, H. Pillière³

¹GREMI, Université d'Orléans, 14 rue d'Issoudun, B.P. 6744, 45067 ORLEANS Cedex 2.

² Simap-Phelma 38402 Saint-Martin d'Heres- INP, Grenoble, France

³INEL - Route d'Orléans - 45410 ARTENAY - France

Email : Ibrahim.chiboub@univ-orleans.fr

Résumé :

Les plasmas poussiéreux peuvent être observés dans différentes situations. Les nanoparticules se forment dans les plasmas à partir des produits de gravure, des produits de la pulvérisation magnétron et des molécules des gaz réactifs utilisés pour les dépôts de couches minces par PECVD [1]. Elles constituent une source importante de contamination de ces procédés. Leurs propriétés physico-chimiques uniques liées à leur taille les ont toutefois rendues très attractives pour les nanotechnologies et les nanosciences.

Ces propriétés sont définies par leur taille, leur morphologie et leur cristallinité. Ces particules primaires nanométriques que l'on peut synthétiser dans les plasmas froids basse pression peuvent être utilisées comme les éléments de base pour la construction et l'assemblage de nanodispositifs très complexes. Parmi les diverses méthodes utilisées pour la caractérisation de ces particules, le diagnostic laser in-situ et l'imagerie microscopique demeurent les plus utilisées. Cependant, il est difficile de détecter des particules de quelques nanomètres de diamètre [2], ainsi que de suivre les premières étapes de leur nucléation et leur croissance [3].

Nous avons développé au sein du laboratoire GREMI un dispositif SAXS qui permet d'observer et de suivre la cinétique de croissance in-situ et ex-situ des particules primaires dans un plasma RF silane à basse pression. Cependant le suivi de la croissance des particules s'effectue jusqu'à la phase d'agglomération. Des résultats ex-situ seront présentés dans cette contribution.

Références

[1] Selwyn G S, Heidenreich J E and Haller K L 1991 *J. Vac. Sci. Technol. A* **9** 2817.

[2] Bohren C F and Huffman D R 1983 *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York: Wiley).

[3] Hollenstein C, Dorier J L, Dutta J, Sansonnens L and Howling A A 1994 *Plasma Sources Sci. Technol.*

Gazéification de la biomasse assistée par plasma non-thermique

P. Escot Bocanegra, O. Aubry, A. Khacef, J.M. Cormier

GREMI, Université d'Orléans B.P. 6744, 45067 Orléans cedex2, France

mél: pablo.escot@univ-orleans.fr

L'augmentation de la consommation énergétique mondiale et l'appauvrissement des gisements fossiles ont permis l'émergence des énergies renouvelables. A l'heure actuelle, la plus prometteuse est sans aucun doute la biomasse, ressource renouvelable et abondante. La valorisation de la biomasse à des fins énergétiques se fait principalement par trois procédés, la combustion pour obtenir de la chaleur, la pyrolyse pour obtenir des huiles et la gazéification pour obtenir un gaz de synthèse ($H_2 + CO$) appelé SYNGAS. Le rendement de ce procédé peut être amélioré grâce à un traitement plasma non-thermique. En effet, la gazéification produit non seulement du SYNGAS avec un fort pouvoir calorifique mais aussi des résidus carbonés principalement sous forme de goudrons, source d'atomes de carbone et d'hydrogène.

Les études précédentes traitant de l'obtention des mélanges gazeux riches en hydrogène conduites au GREMI sur le traitement direct de substances hydrogénées par plasma [1] et en partenariat avec le INPL-LSGC de Nancy sur l'utilisation d'un réacteur de pyrolyse couplé à un réacteur plasma [2] se sont avérées prometteuses. Cette dernière étude a montré à l'échelle d'un pilote de laboratoire l'importance de l'utilisation du plasma dans le procédé de production de SYNGAS.

Dans la continuité de celle-ci, une nouvelle étude utilisant le procédé de gazéification assisté par plasma est en cours au GREMI. L'installation d'un gazéifieur 50 kW et d'un réacteur plasma Glidarc est sur le point d'être installé. Le projet a pour objectif de montrer à l'échelle d'un pilote semi-industriel l'intérêt d'un réacteur plasma dans le procédé de gazéification. Les premiers essais du réacteur plasma sont prometteurs pour une future intégration au procédé de gazéification. Les potentialités du procédé ainsi que les premières caractérisations du générateur plasma sont présentées dans cette communication.

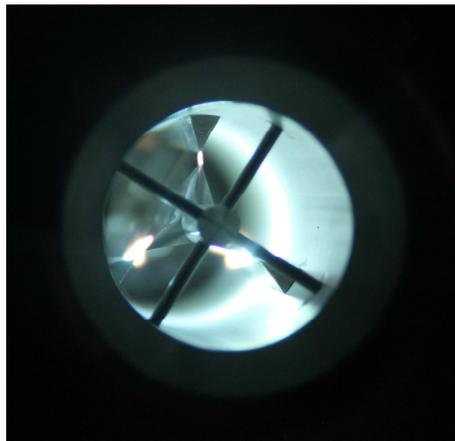


Figure 1: Photographie du plasma créé par Glidarc

Références

- [1] A. Khacef, K. Arabi, O. Aubry, J.M. Cormier, IEEE Transactions on Plasma Science, 39 (11), 2914-2915 (2011)
- [2] French Pyroplasm Program, Pyrolyse de la biomasse à haute température assistée par plasma non-thermique, ANR PNRB (2006-2010)

Décomposition du toluène dans l'air par un procédé associant plasma non-thermique et catalyseurs

T. Pham Huu¹, H.Than Quoc An², T. Le Van², J.M. Cormier¹, A. Khacef¹

¹ GREMI, PolyTech'Orléans, 14 rue d'Issoudun, BP 6744, 45067 Orléans Cedex 02, France

² Institut des Sciences des Matériaux Appliqués, VAST, 01 Mac Dinh Chi, HCMV, Vietnam

mél: huu-thien.pham@univ-orleans.fr

La pollution de l'air par les COV (composés organiques volatils) compte parmi les facteurs ayant un impact majeur sur l'environnement et la santé humaine. Les techniques classiques de traitement des effluents gazeux (oxydation thermique ou catalytique, réduction catalytique sélective, adsorption, ...) [1,2] ont montrés une grande efficacité mais restent selon le cas soit inadaptées aux faibles concentrations de polluants, soit économiquement onéreuses.

Les études récentes sur l'application des plasmas non thermique à la dépollution en général et à la dépollution de l'air en particulier ont montré un effet de synergie lorsqu'un catalyseur hétérogène est associé à un plasma non thermique [3,4]. Cette association minimiserait la formation des sous-produits et accroîtrait l'efficacité énergétique du traitement.

Ce travail présente les résultats obtenus pour deux configurations plasma-catalyseur : phase active dans la décharge (in-plasma catalysis, IPC) et phase active en post-décharge (post-plasma catalysis, PPC). Le réacteur plasma est de type DBD (décharge à barrière diélectrique) alimenté par un générateur HT délivrant une tension alternative d'amplitude 18 kV à une fréquence de 50 Hz. Divers matériaux catalytiques à base de Ag, Au, Cu, Co, Mn, La et Nb supportés sur Al₂O₃ et CeO₂ (sous forme de poudre) ont été testé pour sélectionner les catalyseurs présentant l'activité la plus élevée en présence de plasma.

Les résultats obtenus à la température ambiante concernent l'effet du catalyseur, l'effet du plasma et l'effet du système combiné plasma-catalyseur sur le rendement de la conversion du toluène utilisé comme molécule représentative des COV. Un examen systématique est effectué afin de sélectionner le positionnement optimal du catalyseur par rapport au réacteur plasma.

En l'absence de catalyseurs, l'efficacité d'élimination du toluène est d'environ 60% avec O₃, CO, CO₂, et NO_x comme produits de réaction. Sans plasma, cette réaction n'est possible qu'à haute température (200-400°C). Lorsque le plasma est combiné au catalyseur à la température ambiante, la conversion du toluène est augmentée quand les catalyseurs sont en position IPC. Avec les catalyseurs 1%wt Au/Al₂O₃ et Nb₂O₅, la conversion du toluène est la plus élevée (plus 96%). Les principaux produits de réaction sont CO₂ et H₂O tandis que les sous-produits détectés sont HCOOH, NO₂, O₃, C₆H₆. Ces résultats montrent clairement que le catalyseur d'oxydation est activé par le plasma à température ambiante et que la réaction a lieu par consommation d'ozone et d'oxydes d'azote (NO_x).

Référence

- [1] K.P. Francke, H. Miessner, R. Rudolph, Catal. Today. **59**, 411 (2000)
- [2] B. Lu, X. Zhang, X. Yu, T. Feng, S. Yao, J. Hazard. Mater. **137**, 633 (2006)
- [3] H-H. Kim, Plasma. Polym, **1**, 91 (2004)
- [4] A. M. Vandenbroucke, R. Morent, N. D. Geyter, C. Leys, J. Hazard.Mater. **195**, 30 (2011)

Sonde Stylo-bille pour la mesure du potentiel plasma

G. Bousselin¹, J. Cavalier¹, J. Adamek², N. Lemoine¹, G. Bonhomme¹

¹*Institut Jean Lamour, UMR 7198 du CNRS, Université de Lorraine, Vandoeuvre les Nancy*

²*Institute of Plasma Physics, Prague, République tchèque*

mél: nlemoine@ijl.nancy-universite.fr

Les sondes de Langmuir sont les sondes les plus couramment utilisées pour la mesure du potentiel plasma tant dans les plasmas froids que les plasmas chauds. Une théorie élémentaire de ces sondes donne une relation entre le potentiel plasma V_p et le potentiel flottant V_{fl} :

$$V_{fl} = V_p - (k_B T_e/e) \ln(R), \quad (1)$$

où k_B , T_e et e sont respectivement la constante de Boltzmann, la température électronique et la charge élémentaire. Le paramètre $R = I_{sat}^+ / I_{sat}$ est le rapport du courant de saturation électronique au courant de saturation ionique.

Dans les plasmas de fusion, le potentiel plasma est en général déterminé par une mesure simultanée du potentiel flottant d'une sonde de Langmuir et de la température et l'utilisation de la formule (1). Plusieurs sondes ont été développées pour obtenir une mesure directe du potentiel plasma : les sondes émissives [1] ou plus récemment les sondes stylo-bille (ball-pen)[2], spécialement conçues pour des mesures dans les plasmas chauds magnétisés. Il s'agit d'une sonde de Langmuir rétractable dans un tube en céramique. En rétractant suffisamment la partie collectrice de la sonde dans le tube, on peut faire tendre le rapport R vers 1. La caractéristique d'une telle sonde devient alors symétrique et le potentiel flottant se confond avec le potentiel du plasma.

L'utilisation d'une telle sonde pour des mesures dans des plasmas froids magnétisés fait encore l'objet de recherches. En particulier une sonde stylo-bille a été installée sur la machine linéaire Mirabelle [3]. Des mesures du potentiel plasma moyen et de ses fluctuations ont été réalisées conjointement avec une sonde de Langmuir classique, une sonde émissive et une sonde stylo-bille pour différents régimes de fonctionnement de la machine. Nous montrons que nous obtenons une bonne mesure du potentiel moyen avec la sonde stylo-bille. Les effets des différents diagnostics sur la phase du signal sont aussi discutés.

Références

[1] R. Schrittwieser, C. Ionita, P. Balan *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 055004 (2008)

[2] J. Adamek, J. Stockel, M. Hron *et al.*, Czech J. Phys. **54**, 95 (2004)

[3] F. Brochard, E. Gravier, G. Bonhomme, Phys. Plasmas **12**, 062104 (2005)

Index des auteurs

| | |
|-------------------------------|------------|
| Aanesland Ane..... | 82 |
| Aboubakr Ennajdaoui..... | 65 |
| Acid Hamid..... | 95 |
| Adamek Jiri..... | 99 |
| Agapitov Oleksiy..... | 88, 89 |
| Agullo Olivier..... | 34 |
| Altaweel Ayman..... | 81 |
| Amadou N..... | 19 |
| Amin-chalhoub éliane..... | 93 |
| André Nicolas..... | 41 |
| Artemyev Anton..... | 88, 89 |
| Aubry Olivier..... | 97 |
| Auchère Frédéric..... | 86 |
| Audier Pierre..... | 48 |
| Bardin Sébastien..... | 85 |
| Baude Romain..... | 54 |
| Belmonte Thierry..... | 21, 81, 85 |
| Benabid Fetah..... | 77 |
| Benkadda Sadruddin..... | 34 |
| Benuzzi-mounaix A..... | 19 |
| Berndt Johannes..... | 95 |
| Bernecker B..... | 32 |
| Blanco S..... | 32 |
| Boeuf Jean-pierre..... | 32 |
| Boisse-laporte Caroline..... | 77, 84 |
| Bonhomme Gérard..... | 99 |
| Borra J-p..... | 11 |
| Boufendi Laifa..... | 95, 96 |
| Bougdira Jamal..... | 85 |
| Boulmer-leborgne Chantal..... | 93 |
| Bourgeois Guillaume..... | 59, 70 |
| Bousselin Guillaume..... | 99 |
| Brambrink E..... | 19 |
| Brault Pascal..... | 58 |
| Bredin Jérôme..... | 82 |
| Bretagne Jean..... | 84 |
| Breuillard Hugo..... | 88, 89 |
| Briançon Jean-luc..... | 85 |

| | |
|-----------------------------|------------|
| Brinza Ovidiu..... | 56 |
| Brochard Frédéric..... | 85 |
| Caillard Amael..... | 58 |
| Caillault Lise..... | 76, 80 |
| Callegari Th..... | 32 |
| Carrasco Nathalie..... | 52 |
| Cartry Gilles..... | 38 |
| Cavalier Jordan..... | 99 |
| Cavarroc Marjorie..... | 65 |
| Cernogora Guy..... | 52 |
| Cerqueira Nuno..... | 91 |
| Cessateur Gaël..... | 86 |
| Chabassière Michel..... | 87 |
| Chabert Pascal..... | 82 |
| Chiboub Ibrahim..... | 96 |
| Cormier J.m..... | 98 |
| Cormier Jean-marie..... | 8, 97 |
| Cormier Pierre-antoine..... | 51 |
| Cuynet Stéphane..... | 58 |
| Czerwiec Thierry..... | 85 |
| Dahoo Pierre-richard..... | 52 |
| Dannenmayer Käthe..... | 60 |
| Dap Simon..... | 53 |
| De Izarra Charles..... | 47, 49, 91 |
| De Izarra Grégoire..... | 49 |
| De Rességuier Th..... | 19 |
| Debord Benoit..... | 77 |
| Decreau Pierrette..... | 79 |
| Derkaoui Nadira..... | 56 |
| Diop Fatou..... | 90 |
| Dozias Sebastien..... | 71, 92 |
| Dudok De Wit Thierry..... | 86, 87 |
| Dufour Thierry..... | 83 |
| Duluard Corinne..... | 83 |
| Escot Bocanegra Pablo..... | 97 |
| Faubert François..... | 63 |
| Fiquet G..... | 19 |
| Foletto Marc..... | 67 |

| | |
|-------------------------------|--------|
| Fournier R..... | 32 |
| Gaboriau Freddy..... | 54 |
| Gaillard Mireille..... | 93 |
| Garbet Xavier..... | 34 |
| Gautier Thomas..... | 52 |
| Gerome Frédéric..... | 77 |
| Gerst Dennis..... | 69 |
| Gibert Titaina..... | 62 |
| Gicquel Alix..... | 56 |
| Godyak Valery..... | 82 |
| Graf Friederike..... | 69 |
| Gries Thomas..... | 21, 81 |
| Grisolia Christian..... | 25, 66 |
| Guennou Chloé..... | 86 |
| Guesmi Ismael..... | 84 |
| Guyot F..... | 19 |
| Géraud-grenier Isabelle..... | 63 |
| Hagelaar Gerardus..... | 54 |
| Harmand Marion..... | 15 |
| Hassouni Khaled..... | 56 |
| Henrion Gérard..... | 85 |
| Hermann Joerg..... | 66 |
| Hermann Jörg..... | 73 |
| Hidalgo Hervé..... | 58 |
| Hong Dunpin..... | 48 |
| Hubert Julie..... | 83 |
| Huynh Thi Trang Dai..... | 72 |
| Jamier Raphael..... | 77 |
| Jannet Guillaume..... | 87 |
| Jidenko Nicolas..... | 11 |
| Kesseng Karl Patrick..... | 47 |
| Khacef A..... | 98 |
| Khacef Ahmed..... | 97 |
| Koenig M..... | 19 |
| Kovacevic Eva..... | 95 |
| Krafft Catherine..... | 45, 46 |
| Krasnoselskikh Vladimir..... | 88, 89 |
| Krasnosselskikh Vladimir..... | 87 |

| | |
|------------------------------------|----------------|
| Kretzschmar Matthieu | 86 |
| Kudrna Pavel | 60 |
| Kulsreshath Mukesh Kumar | 74 |
| Lagrange Jean-françois | 73 |
| Le Van T | 98 |
| Lecas Thomas | 58, 61, 62, 96 |
| Lejeune Aurélien | 70 |
| Lemoine Nicolas | 99 |
| Leprince Philippe | 77 |
| Leroy Annie | 48 |
| Leroy Olivier | 77 |
| Livet Frederic | 96 |
| Loiseau Pascal | 68 |
| Lovascio Sara | 57 |
| Macé Jean-sébastien | 55 |
| Mahjoub Ahmed | 52 |
| Malka Victor | 1 |
| Martin Julien | 85 |
| Massereau-guilbaud Véronique | 63 |
| Masson-laborde Paul-edouard | 64 |
| Mazevet S. | 19 |
| Mazouffre Stéphane | 50, 60, 69, 70 |
| Melhem Amer | 58, 85 |
| Mercadier Laurent | 66 |
| Michau Armelle | 56 |
| Mikikian Maxime | 61, 62, 63 |
| Minea Tiberiu | 76, 80 |
| Mochalsky Serhiy | 80 |
| Morard G. | 19 |
| Motret Olivier | 73 |
| Mougenot Mathieu | 65 |
| Moussaoui Said | 86 |
| Muraglia Magali | 34 |
| Nguyen Thi Hai Van | 75 |
| Oudini Nouredine | 78 |
| Petit Agnès | 72, 93 |
| Pham Huu T | 98 |
| Pichard Cécile | 72 |

| | |
|-----------------------------|------------|
| Pilliere Henry..... | 96 |
| Pinçon Jean-louis..... | 5 |
| Pitchford Leanne..... | 67 |
| Pouvesle Jean-michel..... | 71, 92, 96 |
| Poye Alexandre..... | 34 |
| Rabat Hervé..... | 48 |
| Rauch Jean Louis..... | 79 |
| Reniers François..... | 83 |
| Revel Adrien..... | 80 |
| Riès Delphine..... | 71, 92 |
| Robert Eric..... | 71, 92 |
| Rolland Guy..... | 88, 89 |
| Rond Cathy..... | 56 |
| Sarron Vanessa..... | 71, 92 |
| Schwaederlé Laurent..... | 58 |
| Semerok Alexandre..... | 66 |
| Semmar Nadjib..... | 72, 93 |
| Sen A..... | 34 |
| Szopa Cyril..... | 52 |
| Tawidian Hagop..... | 61, 62 |
| Than Quoc An H..... | 98 |
| Thomann Anne Lise..... | 58 |
| Tichý Milan..... | 60 |
| Toleikis S..... | 15 |
| Trotignon Jean Gabriel..... | 79 |
| Tschentscher Thomas..... | 15 |
| Tsikata Sedina..... | 27 |
| Vallieres Xavier..... | 79 |
| Vandamme Marc..... | 71 |
| Vieira Luis..... | 86 |
| Vinci T..... | 19 |
| Vogt Matthieu..... | 65 |
| Wolfman Jérôme..... | 73 |
| Xie Lu..... | 58 |
| Yagi Masahiro..... | 34 |
| Yurchak Roman..... | 94 |
| Zaliznyak Yuri..... | 89 |

Liste des participants

(inscrits à la date d'impression)

| Nom | Prénom | Organisme | Ville |
|--------------------|----------------|---------------|------------------------|
| Acid | Hamid | GREMI | Orléans |
| Agullo | Olivier | PIIM | Marseille |
| Andre | Nicolas | IRAP | Toulouse |
| Aubry | Olivier | GREMI | Orléans |
| Audier | Pierre | GREMI | Orléans |
| Baton | Sophie | LULI | Palaiseau |
| Baude | Romain | LAPLACE | Toulouse |
| Belmahi | Mohammed | IJL | Nancy |
| Belmonte | Thierry | IJL | Nancy |
| Berndt | Johannes | GREMI | Orléans |
| Berthomier | Matthieu | LPP | Saint-Maur des Fossés |
| Boeuf | Jean-Pierre | LAPLACE | Toulouse |
| Bouchoule | André | Univ. Orléans | Olivet |
| Boufendi | Laïfa | GREMI | Orléans |
| Bourgeois | Guillaume | ICARE | Orléans |
| Brault | Pascal | GREMI | Orléans |
| Bredin | Jérôme | LPP | Palaiseau |
| Breuillard | Hugo | LPC2E | Orléans |
| Caillard | Amael | GREMI | Orléans |
| Caillault | Lise | LPGP | Orsay |
| Cartry | Gilles | PIIM | Marseille |
| Cernogora | Guy | LATMOS | Guyancourt |
| Cerqueira | Nuno | GREMI | Bourges |
| Chiboub | Ibrahim | GREMI | Orléans |
| Cormier | Jean-Marie | GREMI | Orléans |
| Cormier | Pierre-Antoine | GREMI | Orléans |
| Cornilleau-Wehrlin | Nicole | LPP | Palaiseau |
| Czerwicz | Thierry | IJL | Nancy |
| Dannenmayer | Käthe | ICARE | Orléans |
| Dap | Simon | IJL | Vandoeuvre-Les-Nancy |
| Décréau | Pierrette | LPC2E | Orléans |
| De Izarra | Charles | GREMI | Bourges |
| De Izarra | Grégoire | GREMI | Bourges |
| Diop | Fatou | GREMI | Orléans |
| Dudok De Wit | Thierry | LPC2E | Orléans |
| Duluard | Corinne | CORIA | St-Etienne du Rouvray |
| Dussart | Rémi | GREMI | Orléans |
| Escot | Pablo | GREMI | Orléans |
| Felix | Valentin | GREMI | Orléans |
| Foletto | Marc | LAPLACE | Toulouse |
| Gaillard | Mireille | GREMI | Orléans |
| Garrigues | Laurent | LAPLACE | Toulouse |
| Gerst | Dennis | ICARE | Orléans |
| Gibert | Titaina | GREMI | Orléans |
| Gries | Thomas | IJL | Nancy |
| Grisolia | Christian | CEA Cadarache | Saint Paul Lez Durance |

| | | | |
|------------------|----------------|---------|----------------------|
| Guesmi | Ismael | LPGP | Orsay |
| Guyot | Francois | IMPMP | Paris |
| Harmand | Marion | DESY | Hambourg |
| Henrion | Gérard | IJL | Nancy |
| Hong | Dunpin | GREMI | Orléans |
| Huynh | Thi Trang Dai | GREMI | Orléans |
| Jidenko | Nicolas | LPGP | Orsay |
| Koenig | Michel | LULI | Palaiseau |
| Krafft | Catherine | LPP | Palaiseau |
| Krasnosselskikh | Vladimir | LPC2E | Orléans |
| Kulsreshath | Mukesh Kumar | GREMI | Orléans |
| Lago | Viviana | ICARE | Orléans |
| Leborgne | Chantal | GREMI | Orléans |
| Lejeune | Aurélien | ICARE | Orléans |
| Lemoine | Nicolas | IJL | Vandoeuvre Les Nancy |
| Leroy | Olivier | LPGP | Orsay |
| Lilensten | Jean | IPAG | Grenoble |
| Loiseau | Pascal | CEA | Arpajon |
| Lovascio | Sara | LPGP | Orsay |
| Macé | Jean-Sébastien | LPGP | Orsay |
| Malka | Victor | LOA | Palaiseau |
| Marcos | Gregory | IJL | Nancy |
| Masson-Laborde | Paul-Edouard | CEA DAM | Arpajon |
| Maynard | Gilles | LPGP | Orsay |
| Mazouffre | Stéphane | ICARE | Orléans |
| Mikikian | Maxime | GREMI | Orléans |
| Minea | Tibériu | LPGP | Orsay |
| Motret | Olivier | GREMAN | Tours |
| Mougenot | Mathieu | M.I.D | Vernouillet |
| Nguyen | Thi Hai Van | G2Elab | Grenoble |
| Oudini | Noureddine | LPP | Palaiseau |
| Pham | Huu Thien | GREMI | Orléans |
| Pinçon | Jean-Louis | LPC2E | Orléans |
| Pouvesle | Jean-Michel | GREMI | Orléans |
| Randriamboarison | Orélien | LPC2E | Orléans |
| Ranson | Pierre | GREMI | Orléans |
| Revel | Adrien | LPGP | Orsay |
| Riès | Delphine | GREMI | Orléans |
| Rond | Cathy | LSPM | Villetaneuse |
| Roux | Alain | LPP | Palaiseau |
| Sahraoui | Fouad | LPP | St-Maur des Fossés |
| Sarron | Vanessa | GREMI | Orléans |
| Schneider | Ioan | LOMC | Le Havre |
| Tillocher | Thomas | GREMI | Orléans |
| Tsikata | Sedina | ICARE | Orléans |
| Yurchak | Roman | LULI | Palaiseau |

