Caractérisation spectroscopique d'un arc stabilisé dans l'argon pollué par de l'eau et du cuivre

Arnaud Bultel, Aurélien Favre, Vincent Morel, W. -Ü Lydia Tchang-Brillet, D. Benredjem, J.-F Wyart, Philippe Teulet, I F Schneider

▶ **To cite this version:**

Arnaud Bultel, Aurélien Favre, Vincent Morel, W. -Ü Lydia Tchang-Brillet, D. Benredjem, et al.. Caractérisation spectroscopique d'un arc stabilisé dans l'argon pollué par de l'eau et du cuivre. Journal International de Technologie, de l'Innovation, de la Physique, de l'Energie et de l'Environnement , 2019, 5 (2), pp.4-1;4-14. 10.18145/jitipee.v5i2.223 . hal-02314867

HAL Id: hal-02314867
https://hal.science/hal-02314867

Submitted on 14 Oct 2019

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

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

JOURNAL INTERNATIONAL DE TECHNOLOGIE, DE L'INNOVATION,
DE LA PHYSIQUE, DE L'ENERGIE ET DE L'ENVIRONNEMENT

Caractérisation spectroscopique d'un arc stabilisé dans l'argon pollué par de l'eau et du cuivre

A. Bultel, A. Favre, V. Morel, D. Benredjem,
W.- Ü. L. Tchang-Brillet, J.-F. Wyart, P. Teulet, I. F. Schneider

ISSN : 2428-8500

DOI : 10.18145/jitipee.v5i2.223

Journal International de Technologie, de l'Innovation, de la Physique, de l'Energie et de l'Environnement
ISSN : 2428-8500 *vol. 5, n°2, 4, 2019*
DOI : http://dx.doi.org/10.18145/jitipee.v5i2.223

Caractérisation spectroscopique d'un arc stabilisé dans l'argon pollué par de l'eau et du cuivre

Arnaud Bultel [(1)], Aurélien Favre [(1)], Vincent Morel [(1)], Djamel Benredjem [(2)], Wan- Ü Lydia Tchang-Brillet [(3)], Jean-François Wyart [(2)], Philippe Teulet [(4)], Ioan F. Schneider [(5)]

[(1)] CORIA UMR 6614, Université de Rouen-Normandie, 76801 Saint-Etienne du Rouvray, France
[(2)] LAC UMR 9188, bâtiment 505 campus d'Orsay, 91405 Orsay Cedex, France
[(3)] LERMA UMR 8112, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon Cedex, France
[(4)] LAPLACE UMR 5213, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse, France
[(5)] LOMC UMR 5213, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse, France
Arnaud.Bultel@coria.fr

Résumé *– Les probabilités A_{ki} d'émission spontanée de W et W^+ sont très mal connues et limitent ainsi le diagnostic de plasmas ensemencés en tungstène (par exemple des plasmas induits par laser sur des matériaux contenant W dans le cadre d'analyse par Spectroscopie de Plasmas Induits par Laser, Laser-Induced Breakdown Spectroscopy, LIBS, des parois de tokamaks). Afin de déterminer ces probabilités de transition, nous avons conçu et réalisé un système produisant un arc stabilisé par paroi à la pression atmosphérique très proche de l'équilibre thermodynamique dans lequel un ensemencement en tungstène pourra être réalisé par sublimation de cristaux de $W(CO)_6$: l'expérience ASTRAW (Arc Stabilisé pour la mesure des Transitions RAdiatives de W). Avant de réaliser la mesure de ces probabilités de transition, l'arc fonctionnant sous argon seul a été analysé du point de vue spectroscopique. Les paramètres électroniques (densité n_e et température T) sont déterminés.*

Mots clés *: arc stabilisé par paroi, équilibre thermodynamique local, spectroscopie, effet Stark*

DOI : 10.18145/jitipee.v5i2.223

Introduction

Au moment où ces lignes sont publiées, la littérature reporte assez peu de données concernant les probabilités de transition par unité de temps concernant l'émission spontanée du tungstène à l'état neutre et une fois ionisé. Par exemple, dans la base de données du NIST [1], 7049 raies de W I sont répertoriées dont seulement 522 possèdent un coefficient d'Einstein. Cela n'en représente qu'environ 7 %. Concernant W II, 211 transitions sont reportées dans cette

base avec le coefficient d'Einstein identifié pour un total de 2838 transitions répertoriées. Cela correspond également à environ 7 %. Ces faibles proportions constituent un frein très sérieux à l'exploitation de spectres d'émission ou d'absorption auxquels des transitions dues au tungstène pourraient contribuer.

Le tungstène est pourtant un élément très étudié. Son haut point de fusion et sa faible capacité à être pulvérisé sous flux de particules énergétiques en ont fait un des matériaux de choix des parois internes des réacteurs de fusion thermonucléaire. Son spectre est par conséquent assez bien caractérisé, mais dans des conditions d'excitation et de degré d'ionisation très importants qui correspondent à sa pénétration dans des zones assez profondes dans le plasma conduisant à un Bremsstrahlung fort et des pertes radiatives significatives. Ainsi, les transitions de W I et W II sont exclues de ces études spectroscopiques et restent finalement peu connues.

Ces parois de réacteur sont bombardées par les éléments permettant la fusion. Deutérium et tritium impactent ces parois et y pénètrent sur une profondeur pouvant atteindre les 10 µm. Le tritium ainsi piégé peut représenter une partie très importante du total injecté dans le réacteur et peut atteindre les 50 % [2]. Il est donc crucial de pouvoir mesurer sa concentration au sein des matériaux concernés notamment le tungstène et de réaliser cette mesure *in situ* pour des raisons de coût mais surtout de sureté, le tritium étant radioactif.

La technique LIBS (Laser-Induced Breakdown Spectroscopy pour Spectroscopie de Plasmas Induits par Laser) constitue de ce point de vue la méthode de mesure la plus prometteuse. Elle consiste à créer un plasma thermique à la surface de la paroi à analyser en y focalisant une impulsion laser de type IV de telle sorte que la densité de flux d'énergie dépasse le seuil de claquage [3]. Le plasma produit, constitué des éléments de la paroi, atteint des températures de l'ordre de 10000 K et émet par conséquent un spectre contenant les raies d'émission de ces éléments [4]. Dans ces conditions thermodynamiques, les raies du tungstène sont très nombreuses. A titre d'illustration, la Figure 1 présente un tel spectre sur la gamme [650, 662] nm que nous avons obtenu sous impulsion laser picoseconde sur du tungstène non irradié dans l'air. Ce spectre est centré sur la longueur d'onde des raies D_α et T_α susceptibles d'y être observées au cas où le matériau serait irradié. Afin de déterminer la fraction molaire en deutérium et tritium, il serait ainsi nécessaire de calculer ce spectre vu le recouvrement des raies déjà présentes avec celles du deutérium ou du tritium. En l'absence de données expérimentales sur les coefficients d'Einstein, cette reconstruction est impossible.

C'est pour pallier le manque de données de base concernant ces coefficients que nous avons conçu et réalisé l'expérience ASTRAW (Arc Stabilisé pour la mesure des Transitions RAdiatives de W). Son objectif est l'étude spectroscopique d'un plasma d'argon ensemencé en tungstène selon une fraction molaire contrôlée dans des conditions d'équilibre thermodynamique. La composition étant connue, la détermination des coefficients d'Einstein résultera de l'étude détaillée du spectre étalonné en luminance spectrale.

Nous n'avons pas réalisé l'ensemencement à ce jour, seules les premières études spectroscopiques du plasma d'argon ainsi produit ont été réalisées. Le présent article reporte ces résultats ainsi que les premiers enseignements tirés. Après présentation de la structure du dispositif et des données relatives à son point de fonctionnement, les spectres sont présentés et comparés à ceux calculés en vue d'analyse.

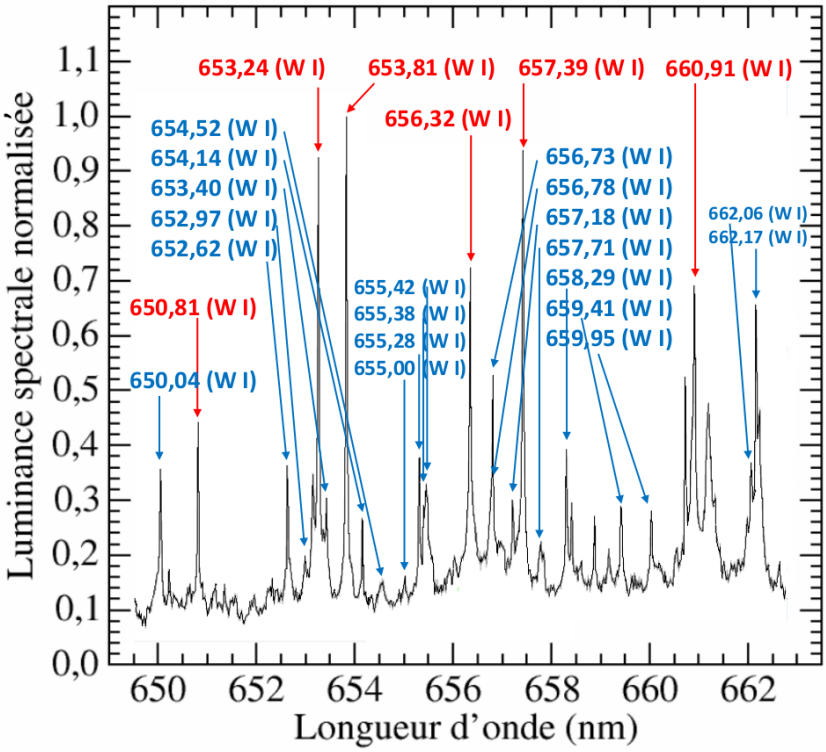

Figure 1 : Spectre sur la région [650, 662] nm d'un plasma induit par impulsion laser picoseconde à 532 nm sur un échantillon de tungstène pur (lentille de distance focale 30 cm, énergie dans l'impulsion de 10 mJ). En rouge figurent les raies répertoriées dans la base de données du NIST avec leur coefficient d'Einstein. En bleu figurent celles qui en sont dépourvues.

1. Dispositif ASTRAW

Le dispositif mis en œuvre est constitué d'une source plasma permettant de produire un arc stabilisé dans l'argon confiné par des segments refroidis par des circulations d'eau. Cette source a été réalisée au laboratoire CORIA. On en trouvera le schéma en Figure 2.

Entre les segments, une pièce de PEEK est interposée afin d'en assurer l'isolation électrique ainsi que la tenue thermique. L'arc est produit au travers du canal cylindrique de 5 mm de diamètre ainsi constitué. A ses extrémités, deux électrodes distantes de $\ell = 8{,}4$ cm en assurent le fonctionnement. Chaque électrode est faite de tungstène refroidi par conduction au travers de son support en cuivre dont le refroidissement est également assuré par une circulation d'eau.

Le générateur de courant utilisé permet de produire des intensités I de l'ordre de plusieurs dizaines d'Ampères sous une tension continue V pouvant atteindre la centaine de Volts. L'argon est injecté selon un débit volumique total à la pression atmosphérique q_v n'excédant pas 2 l min^{-1}. Cette injection est radiale et réalisée en plusieurs points qui permettent d'obtenir la plus grande stabilité, celle-ci étant fortement dépendante de l'aérodynamique interne. En raison du faible débit d'injection et de l'ouverture de la chambre sur l'extérieur, la pression y régnant est atmosphérique.

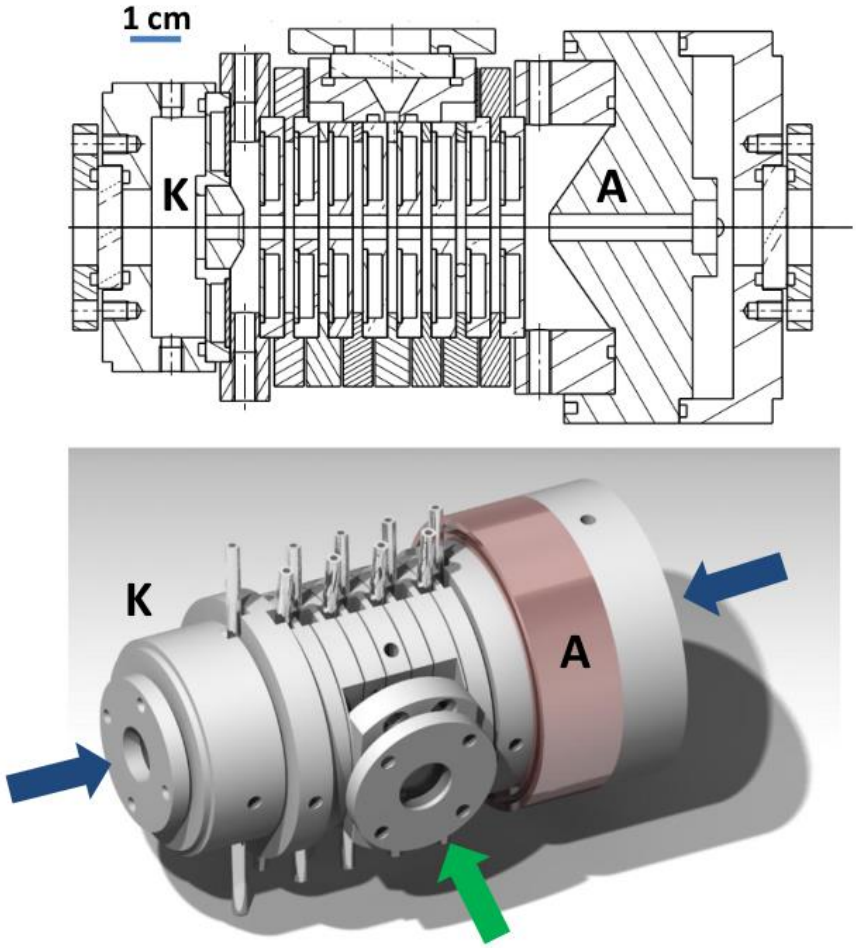

Figure 2 : Dispositif ASTRAW. En haut, coupe montrant les segments refroidis disposés entre la cathode K et l'anode A. Les visées optiques sont axiales (à chaque extrémité est disposé un hublot indiqué par une flèche bleue) et radiale (qui est également munie d'un hublot indiqué par une flèche verte).

La source plasma est munie de trois accès optiques. Le premier est radial et correspond au centre de la distance inter-électrodes. Les deux autres accès sont longitudinaux et placés aux extrémités de l'arc. Ils sont centrés sur les électrodes dont la forme conique et évidée permet une visée directe.

2. Outils de caractérisation spectroscopique

2.1. Dispositif d'analyse spectroscopique

Les résultats reportés dans le présent article concernent les premiers essais réalisés sur le dispositif ASTRAW à l'aide d'un spectromètre compact du type MAYA 2000 PRO dont la largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil (très proche d'une fonction lorentzienne) est de 3 nm. Ce spectromètre est muni d'une fibre optique et d'un photo-détecteur permettant une

analyse sur l'intervalle spectral [200, 1100] nm. L'extrémité de la fibre est placée sur l'axe de la décharge côté anode à 12 cm de l'extrémité conique de l'électrode à l'intérieur d'un tube de 1,5 mm de diamètre dont l'extrémité est placée à 7 cm de l'électrode. On peut estimer ainsi la résolution spatiale à environ 2,5 mm, ce qui permet de sélectionner la partie la plus chaude du plasma. Tous les spectres reproduits dans la suite tiennent compte de la réponse spectrale de l'ensemble fibre de collection – spectromètre – photo-détecteur : ils sont donc proportionnels à la luminance spectrale selon un coefficient indépendant de la longueur d'onde. Les parties latérales du photo-détecteur correspondant aux intervalles spectraux [200, 300] nm et [1000, 1100] nm présentent une sensibilité très faible : ces intervalles ont donc été exclus de l'analyse.

2.2. Reconstruction spectrale

Afin de finement analyser les spectres mis en évidence, leur reconstruction a été codée. Cette reconstruction est basée sur le calcul de la luminance spectrale L_λ résultant de l'intégration de l'équation de transfert radiatif

$$\frac{dL_\lambda}{dx} = \kappa_\lambda\left[L^0_{\lambda,T} - L_\lambda\right] \qquad (1)$$

en supposant le plasma à l'équilibre thermodynamique local et en supposant nulle la composante longitudinale des gradients de température et de densité. Dans l'équation (1), κ_λ est le coefficient d'absorption et $L^0_{\lambda,T}$ est la luminance spectrale du corps noir à la température T du plasma. Les contributions radiatives prises en compte résultent des transitions lié-lié et libre-lié. En conséquence, le coefficient d'absorption est calculé par l'équation

$$\kappa_\lambda(\lambda) = \kappa_{\lambda,c}(\lambda) + \sum_j \frac{\lambda^5}{4\pi^2\, c}\, \frac{A_{ki}(j)\,[Ar_k(j)]}{\lambda_{ki}(j)\,\Delta\lambda_s(j)}\, \frac{e^{\frac{h\,c}{\lambda\, k_B\, T}} - 1}{1+\left(2\,\frac{\lambda - d_s(j) - \lambda_{ki}(j)}{\Delta\lambda_s(j)}\right)^2} \qquad (2)$$

où $\kappa_{\lambda,c}(\lambda)$ figure la contribution au coefficient d'absorption due à la recombinaison radiative [5] supposée prépondérante ici face au Bremsstrahlung. La seconde contribution correspond au rayonnement résultant des transitions de Ar I et Ar II dont une transition j s'effectue de l'état k (de densité de population $[Ar_k(j)]$) vers l'état i à la longueur d'onde $\lambda_{ki}(j)$ selon le coefficient d'Einstein d'émission spontanée $A_{ki}(j)$. Dans l'expression précédente, $\Delta\lambda_s(j)$ est l'élargissement à mi-hauteur de la raie j et $d_s(j)$ le déplacement de la raie j.

Les niveaux de température en question sont suffisamment élevés pour que la densité électronique n_e dépasse les 10^{22} m^{-3}. Dans ces conditions, nous avons donc fait l'hypothèse que les seuls effets notables d'élargissement sont dus à l'effet Stark dans l'expression (2). Les effets de déplacement spectral Stark ont également été pris en compte. Les données concernant le demi-élargissement à mi-hauteur $\omega_s = \Delta\lambda_s/2$ et le déplacement relatif d_s/ω_s des raies dus à l'effet Stark mises en évidence par Griem ont été utilisées [6].

En plus des paramètres d'élargissement, le coefficient d'absorption κ_λ dépend également des coefficients d'Einstein d'émission spontanée et des caractéristiques des transitions concernées. L'ensemble des données mises à disposition par le NIST a été utilisé [1].
Vu la dépendance fortement non linéaire du rayonnement émis avec la température et en l'absence d'une analyse destinée à mettre en évidence l'influence des gradients radiaux, nous supposerons que les spectres observés donc reconstruits sont relatifs à l'axe de symétrie du plasma où la température est maximale. Dans le futur, cette hypothèse devra bien évidemment être confirmée.

3. Analyse spectroscopique

Dans la suite, les conditions expérimentales du Tableau 1 ont été adoptées.

Paramètre	**Valeur**
Intensité	$I = 20$ A
Tension	$V = 90$ V
Débit volumique d'argon à pression atmosphérique et à température ambiante	$q_v = 1{,}5$ l min^{-1}

Tableau 1. Conditions de fonctionnement du dispositif ASTRAW de la partie 3. L'amorçage de l'arc est réalisé par introduction axiale manuelle d'une électrode secondaire en tungstène.

3.1. Analyse autour des raies de Balmer H_α et H_β

L'étanchéité des segments refroidis par la circulation d'eau n'est pas optimale. Ainsi, une certaine quantité d'eau pénètre dans l'arc lui permettant d'être ensemencé en oxygène et hydrogène. Cette quantité d'eau est très faible. Cet ensemencement incontrôlé, bien qu'involontaire, n'en est pas moins profitable car il permet l'observation des raies H_α et H_β de la série de Balmer de l'hydrogène dans les spectres d'émission.
Ces raies ont été beaucoup étudiées. Elles ont la particularité d'être très sensibles du point de vue élargissement par effet Stark à la densité électronique n_e et sont souvent utilisées pour diagnostiquer le plasma qui est responsable de leur émission [7].
Dans le cadre d'une autre étude consacrée aux caractéristiques de plasmas Ar-H_2 induits par laser [8], nous avons mesuré l'évolution de la densité électronique en fonction du temps issue des élargissements Stark (FWHM) des raies H_α et H_β ainsi que du déplacement Stark de la raie H_α. Les données de Konjevic et al. [9] et de Büscher et al. [10] ont été utilisées afin de déterminer ces évolutions. Nous avons mis en évidence que la corrélation est excellente entre les résultats issus de l'élargissement de la raie H_β et du déplacement de la raie H_α. En revanche, ceux issus du traitement de l'élargissement de la raie H_α semblent surestimés. On peut donc s'attendre à un élargissement calculé de la raie H_α plus faible que celui observé expérimentalement pour une valeur donnée de la densité électronique (cf. section 3.3).

Compte tenu de ces résultats et compte tenu de l'allure des spectres autour des raies H_α et H_β (cf. section 3.2), nous avons estimé la densité électronique voisine de 5×10^{22} m^{-3}. La pression étant atmosphérique au sein de l'arc et celui-ci étant très proche de l'équilibre, la température est alors d'environ 11200 K.

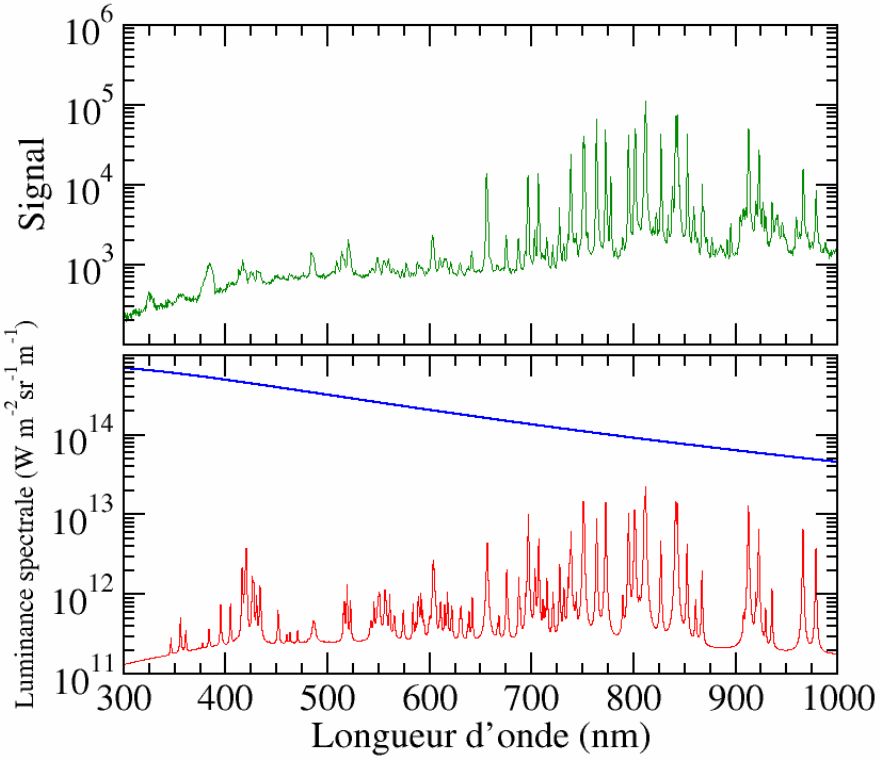

Figure 3 : En vert figure le spectre expérimental obtenu. En rouge figure le spectre reconstruit à l'équilibre thermodynamique dans les conditions $n_e = 5 \times 10^{22}$ m^{-3}, $T = 11200$ K, $\ell = 8{,}4$ cm. Une proportion d'hydrogène atomique de fraction molaire 0,3 % est ajoutée pour prendre en compte les défauts d'étanchéité des segments refroidis par la circulation d'eau. La courbe bleue figure la luminance spectrale du corps noir dans les conditions considérées.

Le spectre complet ainsi obtenu est illustré par la Figure 3. Le spectre expérimental est également reproduit sur cette figure.

Une fraction molaire en hydrogène atomique de 0,3 % est intégrée au calcul afin de tenir compte des défauts d'étanchéité. Cette valeur de la fraction molaire en hydrogène a été déterminée afin de permettre de retrouver au mieux le spectre expérimental. On constate sur cette figure que les spectres sont similaires mais pas homothétiques. En effet, entre 300 et 500 nm, le spectre expérimental présente un nombre de raies nettement plus faible que celui calculé. De plus, entre 800 et 1000 nm, le spectre expérimental continue à augmenter en termes de hauteur de signal donc de luminance spectrale alors que le spectre calculé a atteint une sorte de saturation. Pour aller plus loin dans l'analyse, il est nécessaire de balayer et commenter la comparaison sur tout l'intervalle spectral [300, 1000] nm.

3.2. Analyse sur l'intervalle [300, 500] nm

La Figure 4 illustre la comparaison entre spectres expérimental et calculé. On constate que les raies sont effectivement moins nombreuses sur le spectre expérimental. On peut noter également que des raies présentes sur le spectre expérimental n'apparaissent pas sur le spectre calculé. Notamment, les raies autour de 320 nm et 380 nm ne sont pas reproduites. La raie H_γ de l'hydrogène (de longueur d'onde 434,1 nm), dont l'intensité est très faible, est surmontée d'un ensemble d'autres raies sur le spectre calculé qu'on ne retrouve pas complètement expérimentalement. La raie H_β est quant à elle parfaitement visible à 486,1 nm et observable de la même manière sur le spectre expérimental.

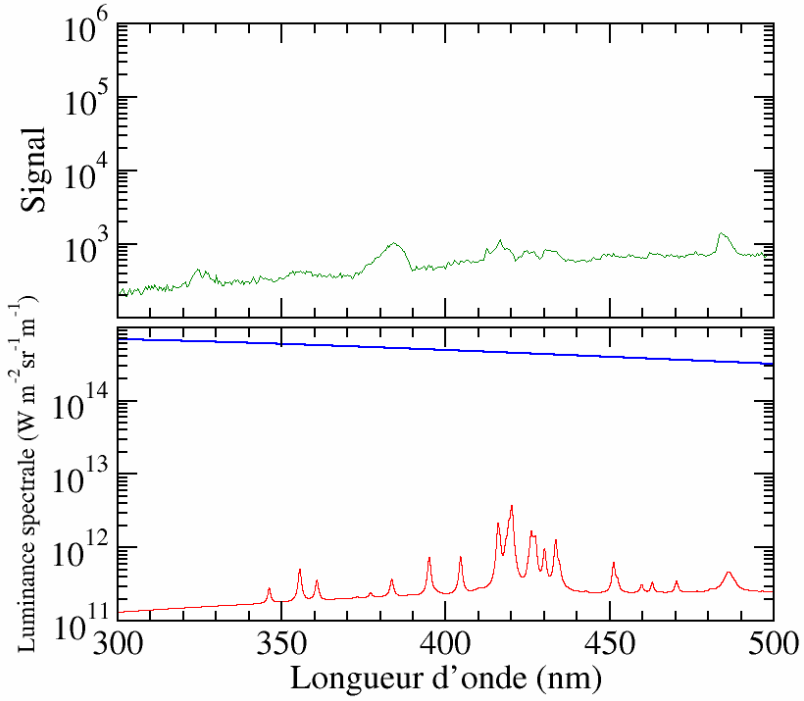

Figure 4 : Zoom sur l'intervalle spectral [300, 500] nm des spectres de la Figure 3.

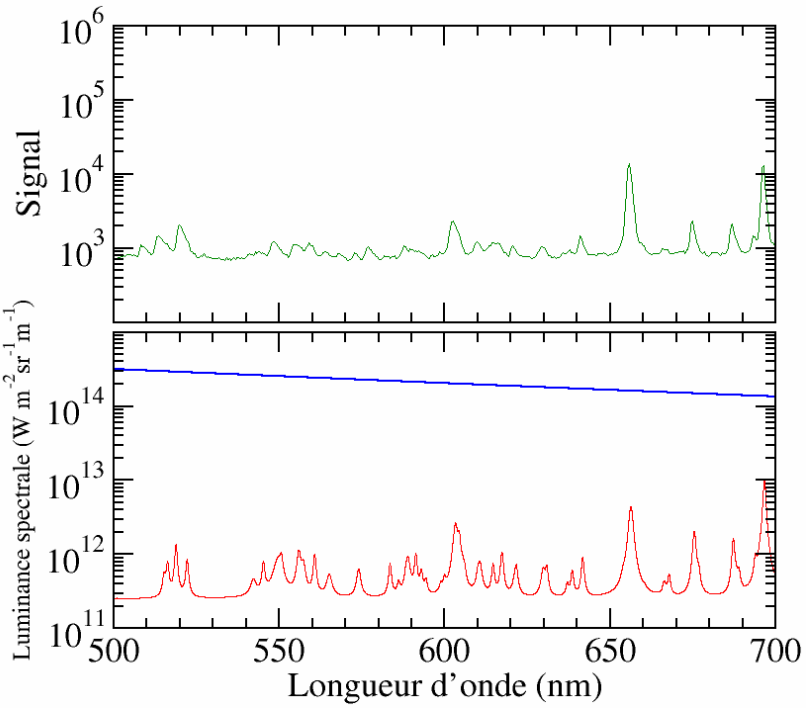

Figure 5 : Zoom sur l'intervalle spectral [500, 700] nm des spectres de la Figure 3.

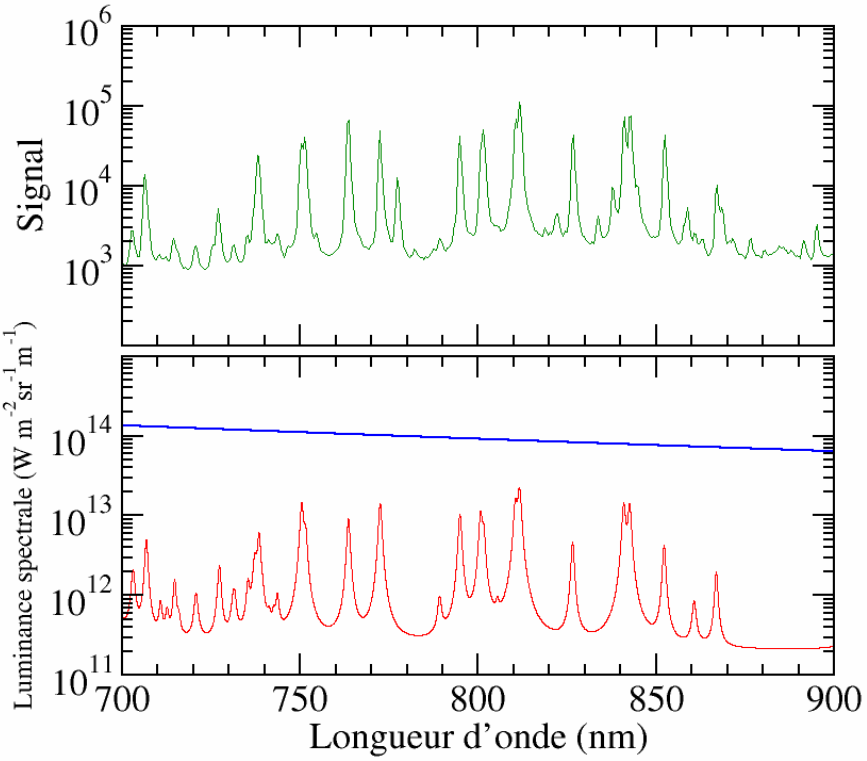

Figure 6 : Zoom sur l'intervalle spectral [700, 900] nm des spectres de la Figure 3.

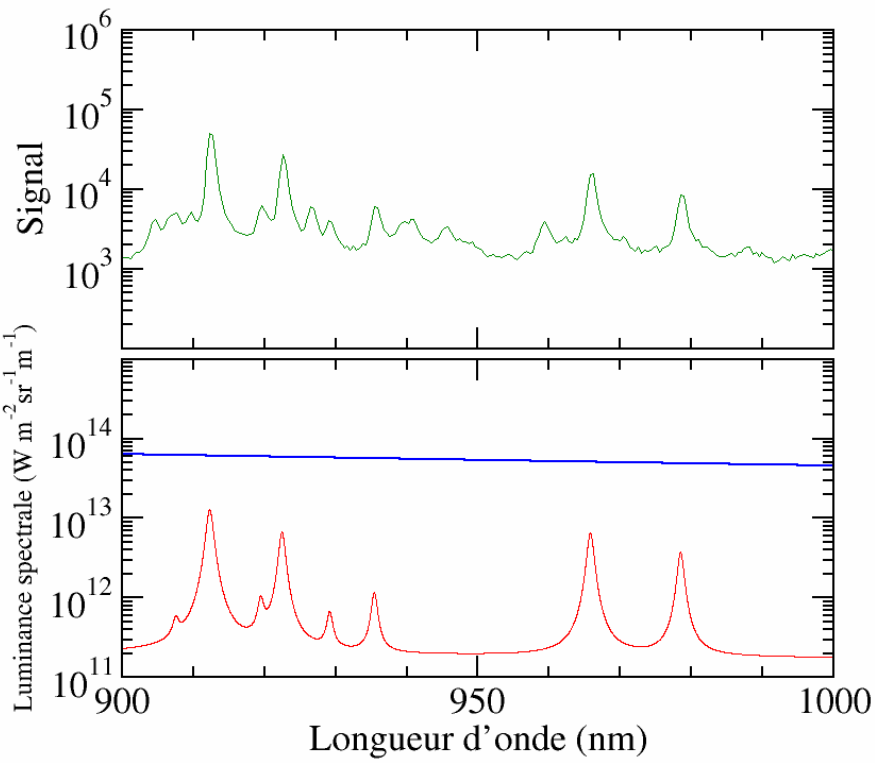

Figure 7 : Zoom sur l'intervalle spectral [900, 1000] nm des spectres de la Figure 3.

Dans la mesure du raisonnable, des conditions thermodynamiques différentes ont été testées afin d'observer la dynamique des raies de l'argon sur cette gamme en modifiant la densité électronique et/ou la température. Aucune ne semble convenir pour diminuer l'intensité des raies calculées afin qu'elle coïncide avec celle des raies observées sur le spectre expérimental. Nous n'avons donc pas encore identifié les conditions thermodynamiques permettant d'expliquer la dynamique des raies de l'argon sur cette gamme.

3.3. Analyse sur l'intervalle [500, 700] nm

La gamme spectrale [500, 700] nm est beaucoup plus riche en raies observées comme l'illustre la Figure 5. Autour de 520 nm, on observe la présence d'un groupe de raies qui ne coïncident pas parfaitement du point de vue longueur d'onde avec les raies calculées alors que les décalages dus à l'effet Stark ont été pris en compte. Ces longueurs d'onde correspondent également aux raies (vertes) de Cu I à 510,6 nm, 515,3 nm et 521,8 nm dont l'observation est très facile dès lors qu'un peu de cuivre diffuse dans un plasma. On peut observer également une raie à 522 nm plus faible difficilement identifiable. Nous pensons qu'une partie des raies observées peut être imputée aux transitions du cuivre : le démontage après fonctionnement du dispositif et la vérification de l'état des segments nous ont en effet permis de mettre en évidence une certaine érosion d'une partie d'entre eux, sans doute liée aux défauts d'étanchéité que nous avons abordés plus haut. Cette observation a été réalisée à l'œil nu.
A 656,3 nm, on observe facilement la présence de la raie H_α. Sa largeur à mi-hauteur est inférieure à celle de la raie observée sur le spectre expérimental. Cet effet est dû aux corrélations entre la densité électronique et l'élargissement à mi-hauteur de la raie H_α discutées à la section 3.1. A densité électronique donnée, l'élargissement calculé par ces

corrélations mène à une valeur plus faible que celle attendue expérimentalement. Une raie de Ar I à 653,8 nm vient interférer avec elle, ce qui permet d'à peu près retrouver la raie observée expérimentalement. La très faible fraction molaire considérée permet d'assez correctement retrouver la répartition de la luminance spectrale autour du maximum.
De la même manière que pour l'intervalle spectral [300, 500] nm, une modification raisonnable des conditions thermodynamiques ne permet pas de retrouver le spectre expérimental. Sur l'intervalle [500, 700] nm comme sur le précédent, les raies constituant le spectre sont essentiellement dues aux transitions de Ar I.

3.4. Analyse sur l'intervalle [700, 900] nm

Sur cet intervalle spectral, la Figure 6 montre que le spectre calculé est en bon accord avec celui observé expérimentalement. Il est à noter que l'on retrouve le triplet (non résolu ici) de l'oxygène atomique à 777,4 nm dû au manque d'étanchéité des segments de la source. On devine également la contribution de celui à 844,6 nm dont l'intensité est très faible dans l'aile de la raie à 842,5 nm de Ar I. Par ailleurs, des raies non imputables à l'argon sont également observées dont les plus intenses sont situées aux longueurs d'onde 822,0 nm, 833,5 nm, 837,8 nm, 891,5 nm et 895,1 nm. Pour l'heure, ces transitions n'ont pas encore pu être identifiées. En raison de l'érosion mentionnée précédemment, ces raies pourraient être dues aux matériaux métalliques détériorés. Cependant, aucune identification incontestable n'a pu encore être réalisée.
On peut constater sur cet intervalle spectral la bonne estimation de la densité électronique, les élargissements Stark des raies étant reproduits très correctement. Cela souligne le fait qu'il n'est pas possible de modifier de manière importante la densité électronique pour obtenir un meilleur accord. Les marges de manœuvre sont donc assez étroites. Dans ce contexte, il n'est pas non plus possible de modifier de manière importante la température. En effet, toute modification importante de ces paramètres conduit à une modification significative de la pression, ce qui entraîne un écart substantiel à la pression atmosphérique incompatible avec les conditions expérimentales.

3.5. Analyse sur l'intervalle [900, 1000] nm

Pour terminer, nous avons également comparé les spectres expérimental et calculé sur l'intervalle spectral [900, 1000] nm (cf. Figure 7). Le calcul permet de retrouver de manière très satisfaisante les raies de Ar I du spectre expérimental. Cependant, ce dernier est plus riche. En effet, les raies dont les longueurs d'onde sont 904,6 nm, 909,7 nm, 926,8 nm, 939,3 nm, 940,8 nm et 959,3 nm y sont clairement observables. Elles ne sont pas attribuables à des transitions de l'argon. Il est là encore très probable que ces raies résultent de transitions d'éléments constitutifs des parois érodées.

Conclusion

Afin de déterminer par l'expérience les coefficients d'Einstein d'émission spontanée de transitions de W et W^+, un générateur de plasma à l'équilibre thermodynamique local a été réalisé. Il s'agit d'un arc stabilisé par des segments coaxiaux refroidis par une circulation d'eau, formant une chambre cylindrique. Alimenté à l'aide d'un générateur continu branché

aux électrodes disposées aux extrémités de la chambre, le dispositif permet la production d'un plasma stationnaire dont les niveaux de température sont suffisants pour envisager une mesure de ces coefficients d'Einstein en cas d'injection de tungstène.

Une analyse spectroscopique très rapide du plasma produit dans des conditions standard a été réalisée en visant l'axe du dispositif du côté anode. Nous avons utilisé un spectromètre compact muni d'une fibre optique, l'ensemble ayant été antérieurement étalonné en luminance spectrale relative. Pour compléter l'analyse, le calcul du spectre basé sur l'intégration de l'équation de transfert radiatif sur la longueur du plasma considéré a été réalisé dans les conditions de l'expérience, autrement dit en tenant compte des élargissements et des décalages imputables à l'effet Stark. Les raies de la série de Balmer de l'hydrogène présentant une sensibilité importante à la densité électronique ont été intégrées au calcul, celles-ci étant observées dans les spectres expérimentaux en raison d'un manque d'étanchéité des segments.

L'analyse des raies de l'hydrogène a permis d'estimer cette densité électronique et de la confirmer par le reste du spectre, notamment sur la gamme spectrale correspondant au proche infrarouge. On rappelle en effet que l'élargissement des raies observées dans le spectre est ici essentiellement dû à l'effet Stark et est donc proportionnel à la densité électronique à un facteur correctif près dépendant de la température. L'observation des raies de l'oxygène confirme le problème d'étanchéité. Par ailleurs, l'érosion, observée après démontage, semble se manifester du point de vue spectroscopique puisque de nombreuses raies encore non identifiées sont observées. Cependant, cette interprétation reste hypothétique en l'absence d'une identification incontestable.

Cette étude ayant mis en évidence les limites en termes de tenue thermique de la source telle qu'elle a été pensée et mise en œuvre, nous avons d'ores et déjà entamé sa modification. L'étude de cette nouvelle source va très bientôt être entreprise. Elle sera réalisée à l'aide d'un spectromètre classique de type Czerny-Turner plus propice à une étude détaillée qu'un spectromètre compact. Cette source est également munie d'une fenêtre radiale. Nous pourrons réaliser l'inversion d'Abel des spectres observés et déterminer les profils des coefficients d'émission. Cette détermination n'a pu avoir lieu ici car nous avons privilégié une étude longitudinale en raison des problèmes d'étanchéité mis en évidence.

Avec cette nouvelle source, l'injection en $W(CO)_6$ pourra être testée. L'énergie de liaison entre W et le groupement carbonyle est de 1,896 eV [11]. L'injection mènera donc, selon la fraction molaire avec laquelle l'argon sera ensemencé, à une trempe significative du plasma. Par ailleurs, le monoxyde de carbone présente des fonctions de partition importantes (de l'ordre de 15000 à 10000 K [12]) conduisant à une trempe accrue, accentuée par sa dissociation (nécessitant 11,1 eV par molécule [12]) dans les conditions thermodynamiques attendues. Ces caractéristiques conduiront donc à une diminution de la densité électronique et de la température à même puissance injectée par rapport au cas présenté ici. La présence de nombreuses raies résultant de transitions de W et W^+ rendra le spectre très riche comme la Figure 1 l'illustre : le calcul des spectres et leur comparaison avec les spectres expérimentaux seront donc la seule voie possible pour la caractérisation du plasma.

Remerciements

Nous tenons à remercier l'AAE (Association Arc Electrique) pour son soutien financier ainsi que l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), au travers du programme « Investissement d'Avenir » (ANR-10-LABX-09-01), LabEx EMC 3, projet PICOLIBS. We also thank the TRANSAT project funded by the Euratom Research and Training Programme 2014-2018 under grant agreement No 754586. Finally, this work has been carried out within the framework of the French Federation for Magnetic Fusion Studies (FR-FCM) and of the Eurofusion consortium, and has received funding from the Euratom research and training programme 2014-2018 and 2019-2020 under grant agreement No 633053. The views and opinions expressed herein do not necessarily reflect those of the European Commission.

Références

[1] Base de données du NIST https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

[2] C. Grisolia, A. Semerok, J.-M. Weulersse, F. LeGuern, S. Fomichev, F. Brygo, P. Fichet, P.-Y. Thro, P. Coad, N. Bekris, M. Stamp, S. Rosanvallon, G. Piazza (2007), In-*situ tokamak laser applications for detritiation and co-deposited layers studies*, J. Nucl. Mater. 363-365 : 1138–1147.
Doi : 10.1016/j.jnucmat.2007.01.169

[3] A. Semerok, C. Grisolia (2013) *LIBS for tokamak plasma facing components characterisation: perspectives on in situ cartography*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 720 : 31–35.
Doi : 10.1016/j.nima.2012.12.042

[4] A.W. Miziolek et al. (2006) Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS) Fundamentals and Applications, Cambridge University Press

[5] A.T. Wilbers, G.M.W. Kroesen, C.J. Timmermans (1991) The continuum emission of an arc plasma, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 45 : 1-10.
Doi : 10.1016/j.sab.2005.10.011

[6] H.R. Griem (1974) Spectral line broadening by plasmas, Academic Press (raies de Ar I pages 349 à 353, raies de Ar II : pages 381 et 382)

[7] S. Das, D.P. Das, C.K. Sarangi, B. Bhoi, B.K. Mishra, J. Ghosh (2018) IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE 46 : 2909-2915.
Doi : 10.1109/TPS.2018.2850855

[8] A. Bultel, V. Morel, B. Pérès, L. Gavanski, Z. Mijatovic, S. Djurovic (2018) The emission of the O I 777 triplet from laser-induced plasmas and wall stabilized arc plasmas, Gas Dynamics Conference (GD2018), Novi Sad, Serbie

[9] N. Konjevic, M. Ivkovic, N. Sakan (2012) Hydrogen Balmer lines for low electron number density plasma diagnostics, Spectrochim. Acta Part B 76 : 16-26.
Doi : 10.1016/j.sab.2012.06.026

[10] S. Büscher, Th. Wrubel, S. Ferri, H.-J. Kunze (2002) The Stark width and shift of the hydrogen H_α line, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 35 : 2889-2897.
Doi : 10.1088/0953-4075/35/13/304

[11] J. Li, G. Schreckenbach, T. Ziegler (1994) First bond dissociation energy of $M(CO)_6$ (M = Cr, Mo, W) revisited: the performance of density functional theory and the influence of relativistic effects, J. Phys. Chem. 98 : 4838-4841.
Doi : 10.1021/j100069a011

[12] M. Capitelli, G. Colonna, D. Giordano, L. Marraffa, A. Csavola, P. Minelli, D. Pagano, L.D. Pietanza, F. Taccogna (2005) Tables of internal partition functions and thermodynamic properties of high-temperature Mars-atmosphere species from 50 K to 50000 K, ESA report STR-246