

## Pilotage spatiotemporel des plasmas microondes

### *Space time steering of microwave plasmas*

V. Mazières<sup>1</sup>, R. Pascaud<sup>1</sup>, L. Liard<sup>2</sup>, S. Dap<sup>2</sup>, R. Clergereaux<sup>2</sup>, O. Pascal<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ISAE-SUPAERO, 10 Avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse, France

<sup>2</sup>LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse, France

*Mots clés : Source plasma microonde (microwave plasma source), Retournement temporel (Time Reversal), Environnement réverbérant (Reverberant environment), Plasma nanoseconde (Nanosecond plasma)*

### Résumé/Abstract

Nous présentons dans cette communication la source plasma originale que nous avons récemment introduite : la « space-time plasma-steering source ». Elle doit permettre un contrôle spatio-temporel des plasmas microondes. Son principe est rapidement rappelé avant de présenter les résultats expérimentaux et numériques obtenus en utilisant une technique de contrôle des ondes : le Retournement Temporel. Une discussion sera proposée sur les pistes envisagées pour obtenir un contrôle « total » des plasmas, c'est-à-dire pour décrocher les plasmas des initiateurs sur lesquels ils ont jusqu'à présent été amorcés.

In this paper, we present the innovative plasma source that we recently introduced: the "space-time plasma-steering source". Its purpose is to provide space-time control of microwave plasmas. Its principle is briefly outlined, before presenting experimental and numerical results obtained using a wave control technique: Time Reversal. A discussion will then be held on ways of achieving "total" plasma control, *i.e.* unhooking plasmas from the initiators on which they have so far been initiated.

### 1 Principe de la source plasma

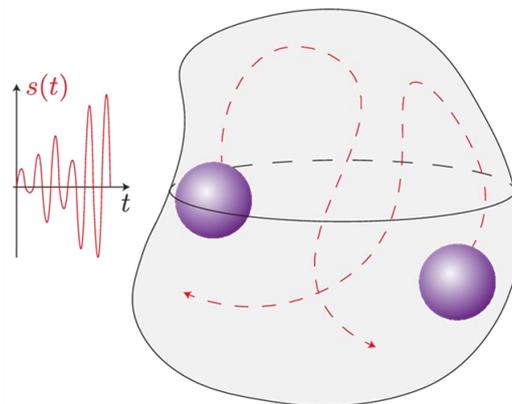


Figure 1 : Principe de la STPSS. Repris de [1].

Les travaux présentés dans cette communication s'inscrivent dans le contexte du contrôle spatiotemporel des plasmas microondes. Pour cela, nous avons récemment introduit une nouvelle source plasma [1]. L'idée de cette source est de contrôler dynamiquement la position du plasma en modifiant la forme d'onde du signal  $s(t)$  transmis à une cavité de grande dimension (par rapport à la longueur d'onde). Cette cavité réverbérante permet de stocker l'énergie électromagnétique à l'intérieur avant de focaliser cette énergie aux instants et endroits souhaités, afin de déclencher des phénomènes de claquage. Selon ce principe, c'est le comportement des ondes à l'intérieur de la cavité qui contrôle la position du plasma. Cela permet donc un contrôle temporel et spatial des plasmas, d'où le nom de "space-time plasma-steering source" (STPSS) [1]. Suivant cette idée, c'est donc la forme d'onde de  $s(t)$  qui permet un contrôle spatio-temporel des plasmas, comme représenté sur la Figure 1. Cette forme d'onde est donc l'élément clé de la conception du STPSS. Dans ce cas, les plasmas sont amorcés avec des signaux transitoires.

Selon ce principe, l'évolution temporelle du champ électrique à l'endroit de la focalisation est représentée en violet sur la Figure 2 et les évolutions temporelles du champ obtenu à deux autres endroits dans la cavité sont représentées en vert et jaune. Les ondes se propagent donc dans la cavité et focalisent à l'endroit souhaité au moment  $t_p$  pendant une durée  $\tau$ . Pour un contrôle efficace des plasmas, il faut s'assurer que le niveau du pic de

focalisation  $E_p$  soit suffisant pour amorcer un plasma, autrement dit il faut que  $E_p > E_b(\tau)$ . De plus, il faut que le niveau moyen  $E_{noise}$  du champ porté par les ondes présentes partout dans la cavité avant et après le pic de focalisation ne permette pas l'amorçage d'un plasma, autrement dit il faut que  $E_{noise} < E_b(\tau_e)$ .

Ainsi, le pilotage spatio-temporel des plasmas est alors possible tant que le « plasma-steering criterion » est respecté [1], qui s'écrit :

$$SNR > R_b \quad (1)$$

avec :

- $SNR$  le rapport entre le niveau du niveau de pic de focalisation  $E_p$  de durée  $\tau$  obtenu au temps  $t_p$  et le niveau moyen des lobes secondaires  $E_{noise}$  présents durant tout le processus, *i.e.* sur une durée  $\tau_e$ .
- $R_b$  le rapport entre les champ de claquage  $E_b(\tau)$  et  $E_b(\tau_e)$ . Ces deux champs correspondent aux niveaux de champ nécessaires pour claquer le gaz avec un champ appliqué pendant une durée  $\tau$  et  $\tau_e$ , respectivement. Plus la durée d'application du champ sera faible, plus le niveau du champ de claquage associé sera élevé.

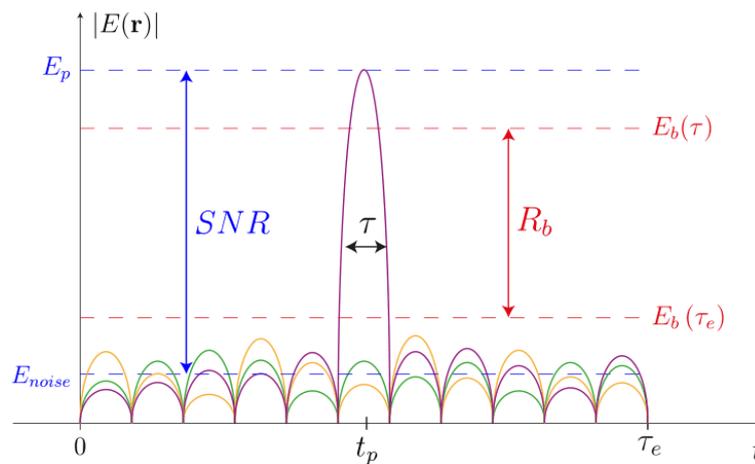


Figure 2 : Illustration du « plasma steering criterion ». La courbe violette représente l'évolution temporelle du champ électrique à l'endroit de la focalisation et les courbes vertes et jaune représentent le champ électrique à deux autres endroits dans la cavité. Repris de [1].

Ainsi, afin de s'assurer qu'un plasma soit amorcé uniquement à l'endroit et au moment du pic de focalisation, le critère énoncé dans l'équation (1) doit être respecté. Autrement, des plasmas parasites seront amorcés un peu partout dans la cavité, comme vérifié avec une étude numérique dans [1]. Le contrôle des plasmas n'est alors pas possible si ce critère n'est pas respecté.

Expérimentalement, deux méthodes ont été utilisées pour générer la forme d'onde du signal  $s(t)$  permettant un contrôle des plasmas sur des initiateurs placés dans une « grande » cavité : le Retournement Temporel (RT) [2] et la Linear Combination of Configuration Fields (LCCF) [6]. Elles ont permis un contrôle spatiotemporel des plasmas microondes *sur des initiateurs* [3-6]. L'objectif de cette communication est de présenter certains résultats importants obtenus expérimentalement et numériquement (par simplicité nous nous concentrons ici sur les résultats obtenus avec le RT [3-5]) et de discuter des pistes pour réussir à décrocher les plasmas de ces initiateurs.

## 2 Résultats expérimentaux obtenus avec le Retournement Temporel

Le principe du RT a été démontré pour la première fois par M. Fink, C. Prada *et al.* dans les années 1990. En pratique, deux étapes sont nécessaires. La première consiste à envoyer une impulsion à partir d'une source, et à enregistrer le signal qui s'est propagé dans un milieu plus ou moins complexe à l'aide de transducteurs situés dans le milieu. L'ensemble de ces transducteurs est appelé « Time Reversal Mirror » (TRM). Ensuite, la seconde étape consiste à réémettre par ce TRM l'information précédemment enregistrée, mais inversée dans le temps. Les ondes se propagent ainsi vers le lieu d'origine de l'impulsion. Au final, cette méthode permet de focaliser efficacement l'énergie microonde à un instant et à un endroit donnés [2]. Le principe de la STPSS basée sur le RT consiste à obtenir un champ de focalisation par RT suffisamment élevé pour qu'un claquage se produise à l'instant et à l'endroit souhaités. En suivant cette idée, nous avons montré qu'un contrôle spatio-temporel du plasma est possible sur des initiateurs [3-4].

Les plasmas ont été amorcés sur trois initiateurs, qui sont des brins métalliques d'environ 1 cm (voir Figure 4) facilitant l'amorçage des plasmas en intensifiant localement le champ électrique par effet de pointe. Ils sont placés dans une cavité métallique de  $0.6 \times 0.6 \times 0.3 \text{ m}^3$  remplie d'argon à une pression autour du torr, comme représenté sur la Figure 3. Les pics de focalisation microonde obtenus par RT oscillent à une fréquence de 2.4 GHz durant 8 ns. Suivant le signal transmis au TRM (qui est ici l'antenne placée dans l'annexe de la cavité, qui reste dans l'air à 760 torr, voir Figure 3) il en résulte une (ou plusieurs) focalisation(s) de l'énergie électromagnétique sur un (ou plusieurs) initiateur(s). Un exemple des signaux mesurés à l'oscilloscope lors d'une focalisation sur l'initiateur 1 est représenté sur la Figure 3. Les photos des plasmas amorcés par RT dans ces conditions sont présentées sur la Figure 4. Pour chacune de ces expériences, les positions des plasmas correspondent bien aux positions des focalisations par RT [3,5], témoignant du bon contrôle des plasmas sur ces initiateurs.

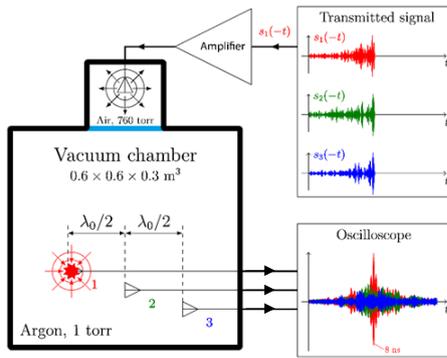


Figure 3 : Schéma du dispositif expérimental [3]

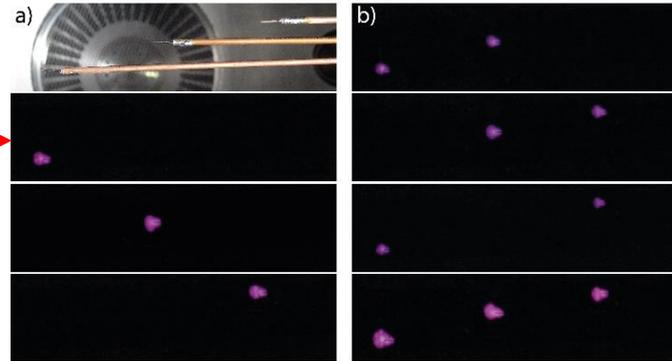


Figure 4 : a) Photos des trois initiateurs et des plasmas amorcés par RT [3]. b) Photos des plasmas à RT simultanés [5]

Ces résultats encourageants démontrent la possibilité de contrôler des plasmas par RT sur des initiateurs. Cependant, dans le cas de ces expériences le « plasma-steering criterion » n'est pas respecté. Le contrôle des plasmas (uniquement sur les initiateurs) est rendu possible par la présence des initiateurs, qui jouent un rôle important dans ce cas en intensifiant localement le champ électrique par effet de pointe. De plus, la dimension des plasmas obtenus (environ 1 cm) étant inférieure à la dimension de la focalisation (demi-longueur d'onde [2], *i.e.* 6 cm dans notre cas), l'intensification locale du champ dû à ces initiateurs joue sûrement un rôle important sur cette dimension des plasmas. Une étude numérique portant sur l'amorçage de plasmas sans initiateur conforte cette idée [1]. Les principaux résultats de cette étude numérique sont présentés dans la prochaine section.

### 3 Résultats numériques obtenus avec le Retourneement Temporel

En parallèle des expérimentations présentées à la section précédente, nous avons développé un code de simulation numérique permettant d'étudier l'amorçage de plasmas par RT dans des conditions similaires aux conditions expérimentales [1]. Nous présentons ici les principaux résultats obtenus avec ce code. Le lecteur intéressé pourra se référer à l'article [1], dans lequel il trouvera plus d'information et de résultats.

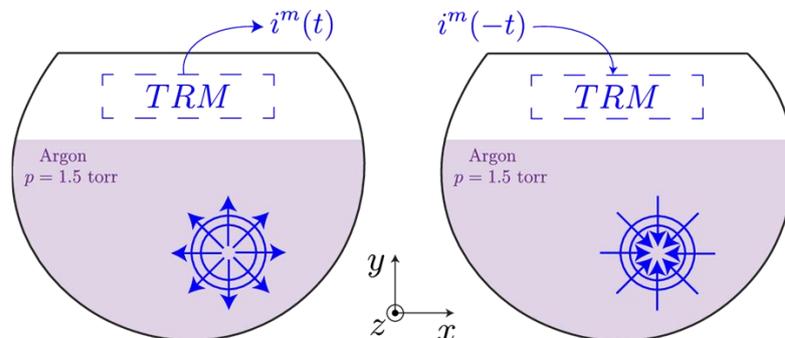


Figure 5 : Schéma des deux étapes du processus de RT. (Gauche) Mesure des réponses impulsionnelles  $i^m(t)$  par un certain nombre de transducteurs dans le TRM,  $m \in [0 : N_{ant}]$ . (Droite) Emission des réponses impulsionnelles inversées dans le temps  $i^m(-t)$  par le TRM. Repris de [1].

Ce code de simulation est un code FDTD (« finite-difference time-domain ») 2D, dans lequel les équations de Maxwell sont couplées à un modèle fluide permettant de décrire l'amorçage du plasma. Il s'appuie sur le code de simulation développé par B. Chaudhury et J.-P. Bœuf pour décrire la formation de plasmas microondes filamenteux [7]. Le modèle fluide nécessite notamment de connaître les évolutions de la fréquence d'ionisation et de collision électron-neutre en fonction de la valeur du champ efficace. Ces deux paramètres sont obtenus à l'aide de Bolsig + [8].

La cavité dans laquelle ces simulations ont été réalisées est représentée sur la Figure 5. Il s'agit d'un disque tronqué au sein duquel le mode TE (transverse électrique) est excité. Ainsi, le champ électrique  $E$  est parallèle à l'axe  $z$  et le champ magnétique est contenu dans le plan  $xOy$ . Comme pour les expériences, une zone (où se trouve le TRM, en blanc) est à la pression atmosphérique (aucun plasma n'y sera amorcé), et la chambre plasma (en violet) est à une pression  $p = 1.5$  torr. Lors de la première étape du RT (représentée à gauche de la Figure 5) une impulsion de 8 ns modulée à 2.4 GHz est émise d'un point dans la zone violette et les réponses impulsionnelles  $i^m(t)$  sont mesurées par un certain nombre d'antennes  $N_{ant}$  dans le TRM. La deuxième étape (à droite de la Figure 5) consiste à renvoyer par le TRM ces réponses retournées  $i^m(-t)$  pour obtenir une focalisation et un plasma à l'endroit initial de l'impulsion. Le pic de focalisation obtenu en simulation oscille donc à une fréquence de 2.4 GHz durant 8 ns (comme pour nos expériences).

Lorsque le « plasma steering criterion » est respecté (c'est-à-dire lorsque les conditions permettent un contrôle efficace des plasmas par RT), un plasma est bien obtenu à l'endroit de la focalisation comme en atteste les résultats montrés sur la Figure 6.

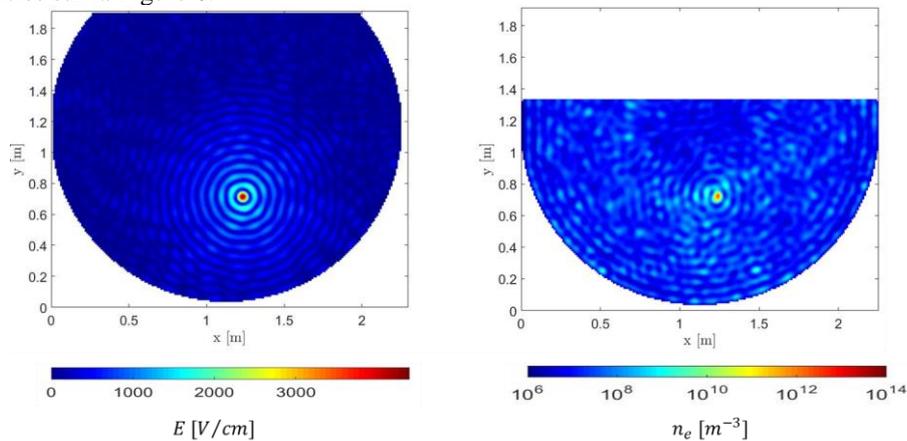


Figure 6 : Distribution du champ électrique et de la densité du plasma au moment de la focalisation (c'est-à-dire  $t = 300$  ns pour le champ électrique et  $t = 304$  ns pour la densité). Repris de [1].

Pour caractériser le plasma ainsi amorcé par RT, le champ électrique  $E$  et la densité électronique  $n_e$  sont tracés le long des axes  $x$  et  $y$  sur la Figure 7. Sur les courbes du champ électrique (en rouge), on retrouve bien une dimension de la focalisation égale à la demi-longueur d'onde [2], i.e. de 6 cm dans notre cas. La densité du plasma amorcé à l'endroit de cette focalisation épouse la forme du champ électrique qui lui a donné naissance, comme en atteste les courbes noires. Le plasma ainsi généré est un plasma de diamètre égal à la demi-longueur d'onde, i.e. 6 cm.

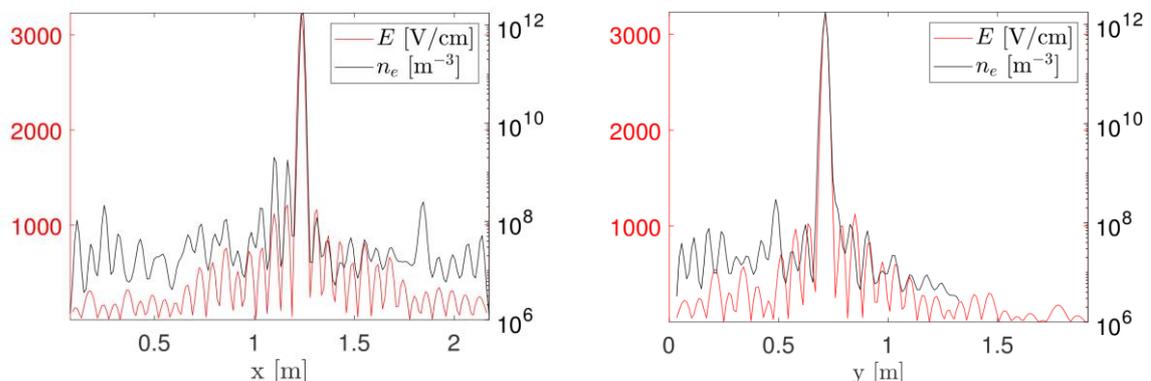


Figure 7 : Coupes horizontales et verticales à l'emplacement de la focalisation, c'est-à-dire le long de l'axe des  $x$  pour  $y = 0.7$  m et le long de l'axe des  $y$  pour  $x = 1.2$  m, respectivement. En rouge, le champ électrique à l'instant de focalisation  $t = 300$  ns et en noir, la densité du plasma juste après le pic de focalisation à  $t = 304$  ns. Repris de [1].

Remarque : Selon ces résultats numériques, l'utilisation d'une fréquence plus élevée permettrait d'obtenir un plasma plus petit, puisque la dimension de la focalisation serait plus petite (cette dernière étant égale à la demi-longueur d'onde [2]). Il pourrait donc être intéressant d'utiliser une fréquence plus élevée. De plus, une dimension de focalisation plus petite pourrait se traduire par un niveau de champ de focalisation plus élevé. Cependant, pour une pression autour du torr le niveau de champ de claquage augmente avec la fréquence. Ainsi, une étude plus poussée est nécessaire pour évaluer l'intérêt que pourrait avoir une montée en fréquence.

#### 4 Discussion sur la comparaison expérience / simulation

Bien que les simulations aient été réalisées dans des conditions relativement similaires aux conditions expérimentales (même fréquence, durée de focalisation, temps de réverbération de la cavité, pression et gaz), il faut rester prudent sur la comparaison entre expérience et simulation.

Une différence importante réside d'abord dans le caractère 2D des simulations, qui ne rend donc pas compte du 3D expérimental. De plus, l'influence potentielle du caractère polarimétrique du champ électrique sur les plasmas amorcés par RT n'est pas décrite par ce code de simulation (tant que seulement les modes TE sont étudiés).

Ensuite, les résultats numériques sont dépendant du modèle utilisé, en particulier du modèle plasma. Ce modèle a été validé pour décrire la formation de plasmas microondes dans l'air à 110 GHz à la pression atmosphérique [7], mais sa validité reste encore à démontrer pour les plasmas amorcés par RT. Ainsi, même si le contrôle de plasmas par RT sans initiateur semble possible selon les résultats numériques, cela ne signifie pas forcément que cela sera possible expérimentalement.

Notons aussi que la comparaison entre la dimension du plasma obtenue en simulation et celle obtenue en expérience n'est pas directement possible. En effet, expérimentalement c'est l'intensité lumineuse émise par le plasma qui est mesurée, alors que c'est la densité électronique qui est suivie en simulation. Or, l'intensité lumineuse n'est pas forcément une image de la densité électronique, puisqu'elle dépend aussi de la température électronique.

#### 5 Applications potentielles

Cette source « Space-time plasma steering source » pourrait trouver des applications dans le contexte du traitement des surfaces, car elle pourrait conduire au développement du traitement assisté par plasma. La STPSS pourrait également trouver des applications dans le contexte des "space-time modulated media" [9]. Ces milieux ont récemment suscité un intérêt notable dans le contexte de l'ingénierie des ondes électromagnétiques, car ils permettent de développer des matériaux aux propriétés exotiques et uniques [9,10]. En particulier, les métamatériaux spatio-temporels [11-13] ont fait l'objet d'une grande attention. Le contrôle spatio-temporel de plasma 3D par la STPSS pourrait conduire à des applications prometteuses dans ce domaine.

Le contrôle du dépôt d'énergie dans le temps et l'espace offre également des possibilités d'étudier et de contrôler le claquage du plasma micro-onde. En effet, le contrôle du dépôt d'énergie électromagnétique sur des dimensions inférieures à celles du profil de claquage et sur des durées inférieures à la dynamique de claquage pourrait conduire à un contrôle sans précédent de ce dernier. En outre, il a été démontré que la polarisation du champ a un impact significatif sur la dynamique et le l'organisation spatiale du claquage micro-onde [14]. Bien qu'il n'ait pas été abordé dans cet article, le RT permet de contrôler la polarisation du champ de focalisation [15,16]. Ainsi, cette source de plasma spatio-temporelle pourrait conduire au développement de méthodes permettant la sculpture spatio-temporelle du claquage des micro-ondes, avec l'énergie des micro-ondes qui "accompagnerait" la dynamique et le profil du claquage.

#### 6 Vers un contrôle « total » des plasmas

Comme indiqué dans la Réf. [5], l'étape la plus importante à franchir pour le développement de cette source plasma innovante est le "décrochage" des plasmas des initiateurs. Ces derniers ont un rôle significatif sur les résultats obtenus expérimentalement. Afin de se passer de ces initiateurs, deux problèmes principaux doivent être adressés :

- **La connaissance du signal à envoyer pour focaliser aux endroits souhaités dans la cavité.** En effet, sans initiateur (et donc sans antenne), on ne peut pas mesurer facilement la réponse impulsionnelle entre l'endroit de focalisation souhaité et le TRM. Or la connaissance de cette réponse impulsionnelle est nécessaire pour pouvoir l'émettre retournée temporellement par le TRM et ainsi obtenir une focalisation.

Une piste prometteuse consiste à utiliser une sonde non-intrusive pour scanner la cavité aux endroits où la focalisation est souhaitée. L'intérêt d'utiliser une telle sonde réside dans le fait que le déplacement de la sonde dans la cavité ne modifie pas le comportement des ondes, de sorte que lorsqu'elle est retirée au cours de la deuxième étape, l'émission par le TRM d'une réponse impulsionnelle retournée temporellement conduit à une focalisation à l'endroit désiré. Cette méthode consistant à scanner la cavité de manière non-intrusive a déjà été démontrée pour les expériences de RT micro-ondes en utilisant des sondes électro-optiques [17].

- **Le niveau du champ de focalisation doit être supérieur au champ de claquage sans l'effet de pointe des initiateurs.** Sans initiateur, l'absence d'intensification locale du champ par effet de pointe doit être compensée pour réussir à amorcer un plasma. Une piste prometteuse consiste à utiliser une source de pré-ionisation, permettant de diminuer le niveau du champ de claquage. Par exemple, dans [18], la pré-ionisation permet de diminuer d'un facteur 10 le niveau du champ de claquage.

Nous travaillons actuellement sur la mise en place de ces solutions sur un banc expérimental dédié.

## Références bibliographiques

- [1] V. Mazières, O. Pascal, R. Pascaud, L. Liard, S. Dap, R. Clergereaux, et J.-P. Boeuf, "Space-Time Plasma-Steering Source: Control of Microwave Plasmas in Overmoded Cavities," *Phys. Rev. Applied* 16, 054038 (2021).
- [2] G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, G. Montaldo, and M. Fink, "Time Reversal of Electromagnetic Waves," *Phys. Rev. Lett.* 92, 193904 – (2004).
- [3] V. Mazières, R. Pascaud, L. Liard, S. Dap, R. Clergereaux, and O. Pascal, "Plasma generation using time reversal of microwaves," *Applied Physics Letters*, 115, 154101 (2019).
- [4] V. Mazières, R. Pascaud, O. Pascal, R. Clergereaux, L. Stafford, et al., "Spatio-temporal dynamics of a nanosecond pulsed microwave plasma ignited by time reversal," *Plasma Sources Sci. Technol.*, 29 125017, (2020)
- [5] V. Mazières, R. Pascaud, L. Liard, S. Dap, R. Clergereaux et O. Pascal, "Time reversal plasmas as a versatile space-time patterning deposition method," 2021 IEEE 16th Nanotechnology Materials and Devices Conference (NMDC), Vancouver, BC, Canada, 2021, pp. 1-4, doi: 10.1109/NMDC50713.2021.9677515.
- [6] V. Mazières, A. Al Ibrahim, C. Chauvière, P. Bonnet, R. Pascaud, R. Clergereaux, et al., "Transient Electric Field Shaping With the Linear Combination of Configuration Field Method for Enhanced Spatial Control of Microwave Plasmas," *IEEE ACCESS*, vol. 8, pp. 177084-177091, (2020).
- [7] B. Chaudhury et J.-P. Boeuf, "Computational studies of filamentary pattern formation in a high power microwave breakdown generated air plasma", *IEEE Trans. Plasma Sci.* 38, 2281 (2010).
- [8] G. J. M. Hagelaar et L. C. Pitchford, "Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models", *Plasma Sources Sci. Technol.* 14, 722 (2005).
- [9] S. Taravati and A. A. Kishk, Space-time modulation: Principles and applications, *IEEE Microw. Mag.* 21, 30 (2020).
- [10] S. Taravati, Giant Linear Nonreciprocity, Zero Reflection, and Zero Band Gap in Equilibrated Space-Time-Varying Media, *Phys. Rev. Appl.* 9, 064012 (2018).
- [11] P. A. Huidobro, M. G. Silveirinha, E. Galiffi, and J. B. Pendry, Homogenization Theory of Space-Time Metamaterials, *Phys. Rev. Appl.* 16, 014044 (2021).
- [12] C. Caloz and Z.-L. Deck-Leger, Spacetime metamaterials–part I: General concepts, *IEEE Trans. Antennas Propag.* 68, 1569 (2020).
- [13] C. Caloz and Z.-L. Deck-Leger, Spacetime metamaterials–part II: Theory and applications, *IEEE Trans. Antennas Propag.* 68, 1583 (2020).
- [14] K. Kourtzanidis, J. P. Boeuf, and F. Rogier, Three dimensional simulations of pattern formation during high pressure, freely localized microwave breakdown in air, *Phys. Plasmas* 21, 123513 (2014).
- [15] D. A. M. Iero, L. Crocco, and T. Isernia, On the role and choice of source polarization in time-reversal focusing of vector fields, *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 15, 214 (2016).
- [16] D. a. M. Iero, L. Crocco, and T. Isernia, Advances in 3-D electromagnetic focusing: Optimized time reversal and optimal constrained power focusing, *Radio. Sci.* 52, 166 (2017).
- [17] A. Cozza and F. Monsef, "Steering Focusing Waves in a Reverberation Chamber With Generalized Time Reversal," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 65, no. 3, pp. 1349-1356, March 2017.
- [18] H. W. Bandel and A. D. MacDonald, "Effect of Preionization on Microwave Breakdown in Neon", *Journal of Applied Physics* 40, 4390-4394 (1969)