

JOURNÉES SCIENTIFIQUES, WORKSHOP

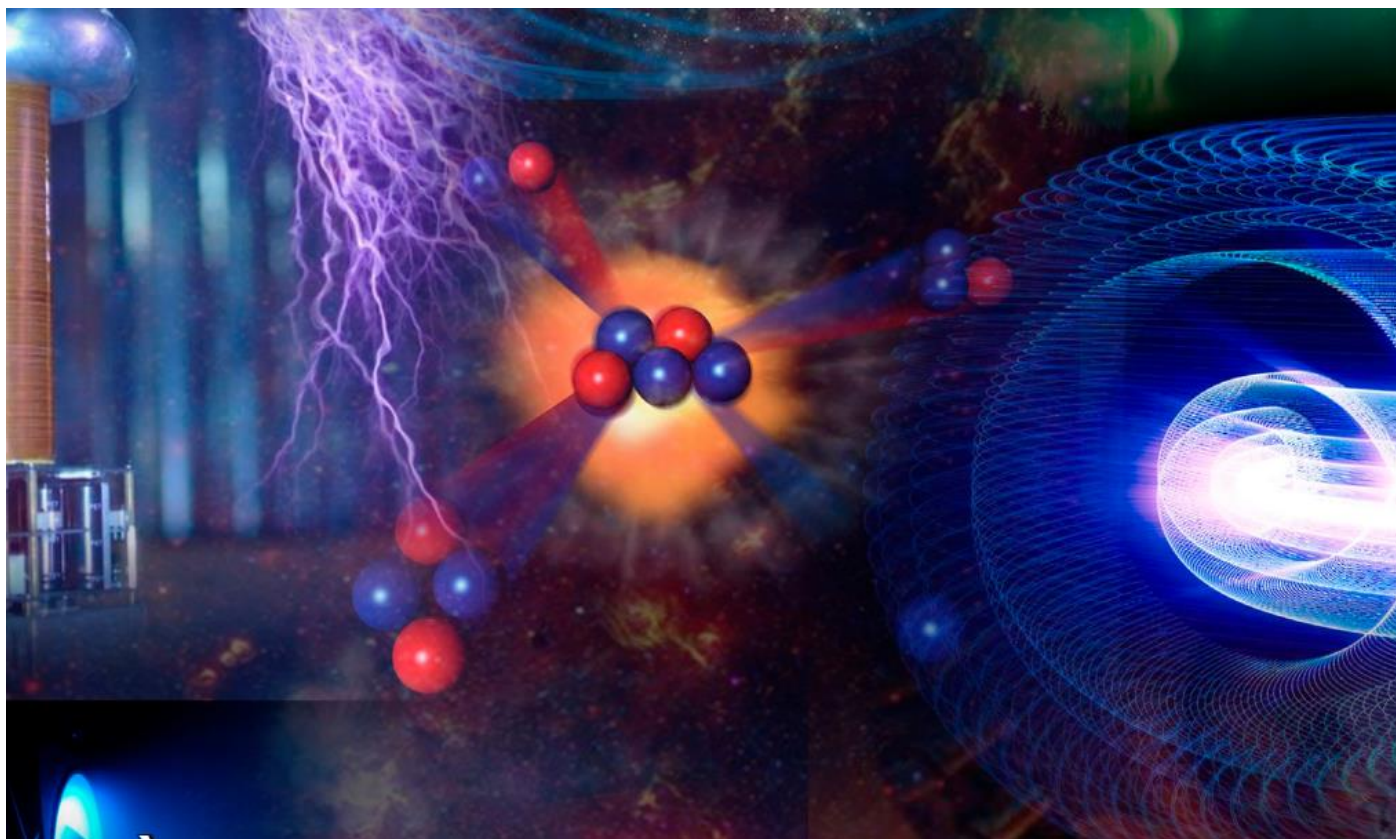
**ONDES AU SERVICE DES PLASMAS,
PLASMAS AU SERVICE DES ONDES**

***WAVES FOR PLASMAS,
PLASMAS FOR WAVES***

26-27 MARS 2024

CAMPUS PIERRE & MARIE CURIE, PARIS

ACTES PROCEEDING



Crédit illustration de couverture : Atelier Isatis – Dijon
Cover image credit Atelier Isatis - Dijon

EDITORIAL

L'édition 2024 des Journées scientifiques, sous l'égide de l'Académie des sciences, ont pour thème : « Ondes au service des plasmas, Plasmas au service des ondes ».

Les plasmas, ces états de la matière composés de particules chargées, jouent un rôle central dans une vaste gamme d'applications industrielles et scientifiques. Celles-ci vont du nettoyage et du dépôt de matière à la propulsion spatiale et à la fusion nucléaire, en incluant l'étude de l'ionosphère, des environnements interplanétaires et des plasmas astrophysiques. En raison de leur conductivité électrique, les plasmas interagissent de multiples manières avec les champs électriques et magnétiques. Ces interactions peuvent être exploitées à la fois pour générer et étudier les plasmas, mais inversement, les plasmas peuvent également servir d'outils polyvalents pour créer des ondes aux caractéristiques adaptées.

Le programme de ces journées scientifiques illustre la diversité des plasmas et de leurs utilisations. Les deux conférences plénières porteront sur les plasmas réalisés notamment grâce aux ondes pour la fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique ou confinement inertiel. Les trois conférences invitées porteront quant à elles sur les interactions ondes/plasmas dans l'ionosphère et dans le système solaire ainsi que sur les sources de puissance RF utilisées dans la recherche et l'industrie.

Les dix-sept communications orales et treize posters qui seront présentés sur ces deux jours ont fait l'objet d'une sélection par le comité scientifique. Elles aborderont des thématiques diverses liées aux interactions ondes/plasma : génération de plasmas par micro-ondes/RF, diagnostics par ondes, modélisation et simulation des interactions ondes/plasmas et compatibilité électromagnétique (CEM). Les exposés et les débats qui les suivront seront au choix en Français ou en Anglais.

Enfin, comme chaque année, les Journées scientifiques seront ponctuées par la remise de la médaille du CNFRS/URSI-France, honorant une personnalité qui a contribué de façon remarquable aux progrès dans le domaine des radiosciences et à l'animation de la communauté scientifique. De même, le « Prix de thèse en radiosciences » sera attribué à un doctorant afin de récompenser et de faire connaître ses travaux à la communauté scientifique. Enfin, un prix du meilleur article « jeune scientifique » sera attribué par le comité scientifique à un doctorant ou post-doctorant, premier auteur de la communication.

Julien Hillairet – Elvira Astafyeva

Co-présidents du comité scientifique des Journées Scientifiques 2024 d'URSI-France

EDITORIAL

The URSI-France 2024 workshop, organized under the auspices of the French Academy of Sciences, will focus on « Waves for plasma, Plasmas for waves ».

Plasmas, these states of matter composed of charged particles, play a central role in a wide range of industrial and scientific applications. These range from cleaning and material deposition to space propulsion and nuclear fusion, including the study of the ionosphere, interplanetary environments, and astrophysical plasmas. Due to their electrical conductivity, plasmas interact in multiple ways with electric and magnetic fields. These interactions can be exploited both to generate and study plasmas, but conversely, plasmas can also serve as versatile tools to create waves with suitable characteristics.

The program of these scientific days illustrates the diversity of plasmas and their uses. The two keynote lectures will focus on plasmas achieved notably through waves for controlled nuclear fusion by magnetic confinement or inertial confinement. The three invited lectures will focus on wave/plasma interactions in the ionosphere and in the solar system as well as on RF power sources used in research and industry.

The seventeen oral presentations and thirteen posters that will be presented over these two days have been selected by the scientific committee. They will address various themes related to wave/plasma interactions: plasma generation by microwave/RF, wave diagnostics, modelling and simulation of wave/plasma interactions, and electromagnetic compatibility (EMC). The presentations and ensuing debates will be available in either French or English.

Finally, as every year, the Workshop will be accompanied by the awarding of the CNFRS/URSI-France medal, honouring a personality who has made a remarkable contribution to progress in the field of radio science and to the animation of the scientific community. In the same way, the "Radio Science PhD award" will be awarded to a doctoral student to reward and publicize his work to the scientific community. Finally, a prize for the best "young scientist" paper will be awarded by the scientific committee to a doctoral or post-doctoral student, first author of the communication.

Julien Hillairet – Elvira Astafyeva

Scientific committee chairs of URSI-France 2024 Workshop

Table des matières

Accueil	1
Edito	3
Conference	5
Interactions onde/plasma dans la fusion nucléaire	1
ANSYS HFSS to study wave propagation inside anisotropic magnetized plasmas in the Ion Cyclotron Range of Frequencies, Maquet Vincent [et al.]	1
L'utilisation des ondes pour chauffer, sonder et contrôler un plasma d'un futur réacteur à fusion On the use of waves to heat, probe and control a plasma foreseeing for a fusion reactor, Heuraux Stéphane [et al.]	8
Theory and observation of hydrodynamic shocks in a plasma flowing across randomized ICF scale laser beams, Hüller Stefan	12
Plasmonique et plasmas non-linéaires	20
Antenne Plasma Miniature en Bande VHF/UHF, Pascaud Romain [et al.]	20
Protection de circuits microondes par décharge plasma, Callegari Thierry	27
Traveling and standing wave multipactor measurements, Plaçais Adrien [et al.]	33
Plasmas Spatiaux et Terrestre 1	41
Monopole and dipole electrical signatures of near-solar hypervelocity dust impacts recorded with Solar Orbiter, Kočíšćák Samuel [et al.]	41

Radio diagnostics of particle acceleration and transport in the solar corona in the Solar Orbiter era, Klein Karl-Ludwig [et al.]	47
Siffleurs à fréquences extrêmement basses détectés en orbite basse : résultats de campagnes d'acquisition de la mission Swarm et perspectives d'observation ionosphérique, Coïsson Pierdavidé [et al.]	49
Plasmas Spatiaux et Terrestre 2	53
Effet de la rotation sur la propagation des ondes dans les plasmas, Gueroult Renaud	53
Ray Tracing of Very Low Frequency Waves Produced by Active Experiments or Lightning Events at Low Earth Orbit, Cerfolli Léo [et al.]	60
Vers la mesure au sol des émissions RF des propulseurs spatiaux ioniques, Pascal Olivier [et al.]	67
Génération de plasmas par micro-ondes/RF	70
Absorption virtuelle microonde pour l'allumage de plasma sans réflexion, Delage Théo [et al.]	70
Allumage par retournement temporel dans une chambre de combustion, Sokoloff Jérôme [et al.]	74
Pilotage spatiotemporel des plasmas microondes, Mazières Valentin [et al.]	80
Décharge à barrière diélectrique	86
Spectroscopic characterization of DBD micro-discharge in microfluidic system for chemical synthesis, El Farsy Abderzak [et al.]	86
Étude expérimentale et numérique de l'effet thermique d'une décharge à barrière diélectrique, Orlac'h Jean-Maxime [et al.]	92
Posters	96
Amplification des phénomènes d'entraînement de la lumière par les forces inertielles dans un plasma en rotation, Langlois Julien [et al.]	96
Atténuation des blackouts RF à l'aide d'un champ magnétique statique, Luc Alycia [et al.]	102

Dimensionnement d'une cavité 1D à ondes de surfaces pour le pilotage de plasmas par retournement temporel, Szuter Lilian [et al.]	110
Dépendances spectrales de l'émission GHz des propulseurs à courant de Hall en environnement réverbérant, Réot François [et al.]	116
Electron density profiles measurements by micro-wave reflectometry in front of a lower hybrid plasma heating system, Jamann Antoine [et al.]	124
Etude de la focalisation par retournement temporel pour le claquage de plasmas : influence de la répétition et de la durée d'impulsion, Dussolliet-Berthod Pierre [et al.]	132
Impact de la sphéricité de l'onde électromagnétique illuminant l'ionosphère sur la scintillation, Morel Grégory [et al.]	138
Maximisation du niveau du pic de focalisation par retournement temporel pour la génération de plasma microondes, Saucourt Antoine [et al.]	140
Mesure en temps réel du profil de densité dans le tokamak WEST par réflectométrie, Carrard Maylis	147
Méthodes de lancer de rayon pour la propagation d'ondes dans un plasma en mouvement, Braud Aymeric [et al.]	154
Variation of interstellar dust flux near 1 AU, Rackovic Babic Kristina [et al.] . . .	163
Étude numérique du comportement d'une chambre à vide réverbérante en présence d'une plume plasma d'un propulseur à effet de Hall: comparaison avec des mesures expérimentales., Bouyssou Célia [et al.]	165
Liste des auteurs	170
Soutiens	170

KEYNOTES ET EXPOSÉS INVITÉS , RÉSUMÉS

KEYNOTE : Alain Becoulet (ITER)

The ITER Project, progress and prospects

The ITER project is a collaboration of 35 countries to build the world's largest fusion energy device, to demonstrate the feasibility of fusion power at an industrial scale. Recent years have seen rapid progress in construction, manufacturing, and – starting in mid-2020 – assembly phase. Currently, most of the overall work required to construct the plant has been completed. On the ITER worksite, this progress is visible firstly in the completion of key buildings and infrastructures. The tokamak building was declared ready for equipment as of Spring 2020. Commissioning of the connection to the EU grid and the substation for the steady-state electric network is complete; and commissioning of other key plant support systems (e.g., cooling water, cryoplant, pulsed power for magnet systems) is well underway.

On the tokamak manufacturing front, progress is equally impressive. The base and lower cylinder of the cryostat have been installed and welded together in the tokamak pit; the upper cylinder and top lid are also complete and in storage. The poloidal field (PF) coils PF6 and PF5 have been installed, and the four additional PF coils are completed. The first three modules of the central solenoid (CS) were delivered, and four more modules in various stages of manufacturing. All toroidal field (TF) coils have been delivered to ITER site, starting in April 2020. The thermal shield sections have been delivered, and the lower cryostat thermal shield has been installed. The first vacuum vessel sector arrived onsite in August 2020, and was pre-assembled together with two TF coils and a section of the vacuum vessel thermal shield. Two more vacuum vessel sectors, out of a total of 9, have been delivered.

With this progress achieved, ITER entered into Assembly Phase mid-2020, and the present years are now dominated by assembly, installation, system commissioning and integration. The path toward the achievement of the $Q = 10$ project goal is nevertheless still long. The Covid-19 pandemic has had impacts – both on the ITER worksite and in factories in Member countries – as well as the international situation; on the other hand, recent FOAK issues associated to the dimensional tolerance of the vacuum vessel sector bevels, as well as stress corrosion effects revealed on some of the thermal shield cooling pipes are causing some further delays for repairing. The so-called 2016 staged approach towards the Full Fusion Power is consequently under a project re-baselining exercise, aiming at minimizing the challenges on the scientific exploitation of ITER.

Highlights from each of these areas (manufacturing, commissioning, tokamak assembly) will be presented along with the updated status and plans. A particular focus will be made on the extensive use of radiofrequency based additional plasma heating systems, involving up to 80 MW, CW, at 170 GHz and up to 20 MW, CW, at 35-55 MHz.

KEYNOTE : Alexis Casner (CEA)

L'installation laser LMJ PETAL : au service de la dissuasion et de la recherche académique

Le Laser Mégajoule (LMJ) est le second laser de puissance le plus énergétique en opérations dans le monde après le NIF (National Ignition Facility) aux USA. Il permet actuellement de réaliser des expériences avec 80 faisceaux laser nanosecondes et 300 kJ d'énergie laser à 3w (351 nm). Une fois complété en 2026, il comptera 176 faisceaux laser et son énergie sera de 1.3 MJ maximum. Le LMJ est construit pour produire des données expérimentales au profit du programme Simulation et de la Dissuasion. Un laser additionnel, PETAL (PETAWATT Aquitaine Laser) fonctionnant en impulsions courtes (ps) et d'énergie de classe kJ permet de générer des sources intenses de particules (protons, électrons, neutrons) pour sondes des plasmas chauds et denses. Il est utilisé par la communauté académique lors de campagnes d'ouverture. Nous présenterons les expériences les plus récentes réalisées depuis 2020 avec LMJ-PETAL, en s'efforçant de décrire les divers systèmes ondes et de couplage intervenant en Fusion par Confinement Inertiel

EXPOSÉ INVITÉ : Etienne Vallée (THALES)

Sources RF

Thales contribue aux activités de recherche sur la fusion nucléaire par le développement et de la production de sources hyperfréquences. Celles-ci sont adaptées aux différentes méthodes de chauffage du plasma, comme les gyrotrons pour l'ECRH, les tétrodes et diacrodes pour l'ICRH, les klystrons pour le LHCD. Les produits proposés par Thales et l'expérience de Thales sur certains projets sont présentés.

EXPOSÉ INVITÉ : Lina Hadid (LPP Laboratoire de Physique des Plasmas)

Observations ondes et particules de BepiColombo pendant sa phase de croisière

La mission BepiColombo lancée le 20 octobre 2018 de Kourou pour l'exploration de Mercure est la première mission spatiale menée conjointement par l'Europe (ESA) et le Japon (JAXA). Cette mission, la troisième après Mariner-10 (NASA ; 1973-1975) et MESSENGER (NASA ; 2004-2015), atteindra Mercure en décembre 2025 après une croisière de 7 ans. Elle comporte deux satellites, à savoir : (i) MPO sous responsabilité européenne et qui est dédié à l'observation de la planète, et (ii) Mio (ex-MMO) sous responsabilité japonaise et qui est dédié à l'observation de l'environnement magnétisé de la planète. Pendant toute la phase de croisière (2018-2025), le satellite Mio de BepiColombo est enfoui derrière un bouclier thermique (MOSIF). En raison de cette configuration, tous les instruments à bord de Mio ne sont pas déployés, et le champ de vue des instruments particules est limité. Malgré ces contraintes, les instruments particules (notamment le spectromètre de masse ionique MSA, l'analyseur des ions MIA et l'analyseur des électrons MEA) et des ondes (fluxmètre alternatif, DBSC) ont réalisé des mesures uniques dans la magnétosphère de Mercure lors des derniers survols de la planète. Une synthèse de ces observations sera présentée, offrant ainsi un éclairage sur les résultats scientifiques significatives réalisées au cours de cette phase de croisière de la mission.

EXPOSÉ INVITÉ : Carine Briand (Observatoire de Paris)

A VLF network to monitor the ionospheric D-layer

Interactions onde/plasma dans la fusion nucléaire

ANSYS HFSS to study wave propagation inside anisotropic magnetized plasmas in the Ion Cyclotron Range of Frequencies

V. Maquet¹, R. Ragona², D. Van Eester¹, J. Hillairet³, F. Durodie¹

¹Laboratory for Plasma Physics, LPP-ERM/KMS, 1000 Brussels, Belgium

²Technical University of Denmark, Department of Physics, 2800 Lyngby, Denmark

³CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance

Keywords: ANSYS HFSS, Magnetized Cold Plasma, ICRF, ICRH, WEST, ITER

Abstract/Résumé

The paper summarizes the use of ANSYS HFSS as a tool to simulate wave propagation in an inhomogeneous anisotropic magnetized plasma. The methodology used throughout the paper is first illustrated with a uniform plasma case. We then narrow our study to antennas used to heat the plasmas in magnetically confined fusion devices in the Ion Cyclotron Range of Frequencies (ICRF), i.e. typically a few tens of megahertz. We implement a 1D inhomogeneous plasma density profile in front of a simplified WEST tokamak ICRF antenna where we perform a first benchmark against the ANTITER II code. We finally present a 3D case for the WEST tokamak and compare the radiation resistance calculated by the code to the experimental data.

The main result of this paper -- the implementation of a cold plasma medium in HFSS -- is general and we hope it will also benefit research fields besides controlled fusion.

1 Introduction

Resonance Heating (ICRH) is a primary heating technique in current fusion devices and should be a first-choice method in upcoming fusion reactors like DEMO, ARC, or CEFTR [1,2,3]. ICRH utility extends beyond heating, encompassing various applications like wall conditioning, plasma start-up, control, and landings. The potential of ICRH antennas in future fusion reactors underscores the critical importance of precise modeling and design to ensure their optimal performance. Although achieving a comprehensive simulation of all physical aspects of an ICRH antenna remains challenging, ongoing advancements in numerical models are progressing and any new simulation tool development represents an opportunity to further characterize those complex phenomena.

Given this context, the possibility to use ANSYS HFSS, a widely used 3D high frequency simulation software, to study waves propagation in a plasma is of interest given the fact that the tool has a versatile python interface, an automatic adaptative meshing feature and can easily be distributed on clusters for high-performance computing. In addition, the results obtained in ANSYS HFSS can be easily transferred as input loads into other ANSYS softwares, such as Mechanical which is widely used for mechanical engineering and accelerate the design cycle. While the capability of incorporating a plasma tensor into HFSS has been previously demonstrated in the lower hybrid frequency range for diagonal yet anisotropic and inhomogeneous cold plasma dielectric tensors and validated [4], this study aims to extend the methodology to the Ion Cyclotron Range of Frequencies (ICRF), that is a few tens of megahertz in present magnetized fusion experiments. For this frequency range, ICRF is characterized by the presence of non-negligible off-diagonal terms in the cold plasma dielectric tensor. The primary objective of the paper is to investigate the potential and limitations of this approach in the context of ICRF simulations.

2 Uniform Plasma Case

The possibility of including off-diagonal terms in the dielectric tensor in HFSS is first explored using a simple uniform cold plasma case in the ICRF.

The cold plasma dielectric tensor is conventionally expressed in a coordinate system $(e_{\perp,1}, e_{\perp,2}, e_{\parallel}) \equiv (e_1, e_2, e_3)$ where e_{\parallel} is aligned to the total magnetic field direction:

$$\epsilon \equiv \begin{pmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (1)$$

with

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &\equiv S &\equiv 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2}, \\ -\epsilon_2 &\equiv D &\equiv \sum_s \frac{\omega_{cs}}{\omega} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2}, \\ \epsilon_3 &\equiv P &\equiv 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

where S, P and D are the so-called Stix parameters [5, 6]. S and D terms stand for the half-sum and the half-difference of left (L) and right (R) terms.

In the ICRF, two distinct sets of waves can propagate inside the plasma: the fast and the slow magnetosonic waves. In the cold plasma limit, the dispersion relation of each wave can be approximated by:

$$k_{\perp,FW}^2 \approx \frac{(k_0^2 R - k_{\parallel}^2)(k_0^2 L - k_{\parallel}^2)}{k_0^2 \epsilon_1 - k_{\parallel}^2}, \quad (3)$$

$$k_{\perp,SW}^2 \approx \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} (k_0^2 \epsilon_1 - k_{\parallel}^2). \quad (4)$$

The propagation of an incident plane wave at 55 MHz inside a uniform plasma was used to test the validity of the approach described in the previous paragraph. For the rest of the manuscript, the background magnetic field direction is chosen to be aligned with the toroidal direction such that $e_{\parallel} \equiv e_z$, unless specified otherwise. Uniform cold plasma Stix components S , D and P are chosen such that the slow wave is evanescent and the fast wave is propagative. Those values are close to values expected near the core of a fusion plasma. With these parameters, using (3), the wavelength of the fast wave is $\lambda = 0.14$ m. The outcome of the simulation is presented in Figure 1, showing the E_y fields of the fast wave propagating radially inside the plasma. Measuring the distance between two field maxima, we find a wavelength $\lambda \approx 0.14$ m as expected from equation (3).

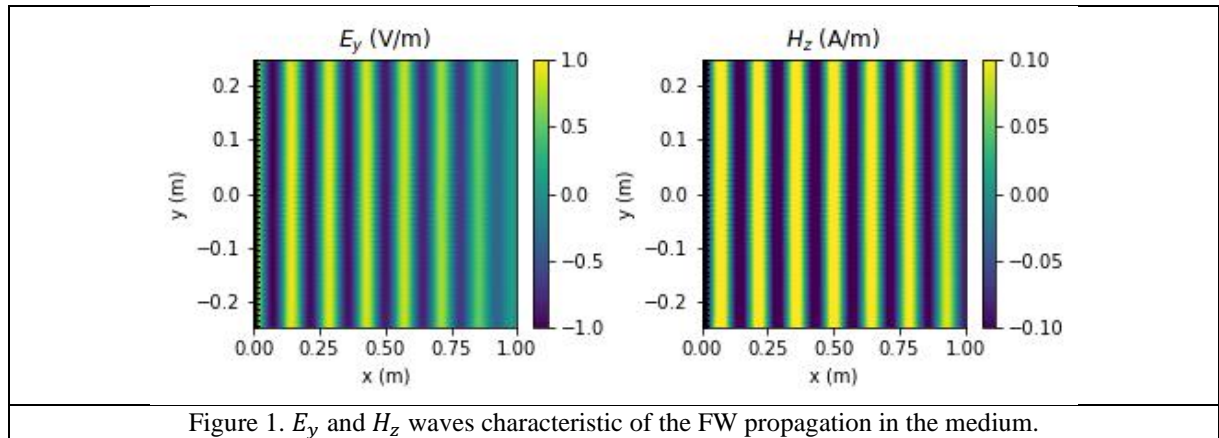


Figure 1. E_y and H_z waves characteristic of the FW propagation in the medium.

3 Plasma Profile Case

The results shown in section 2 were performed with an absorbing boundary layer (ABL)¹ which relies on the introduction of losses analytically inside the HFSS diagonal conductivity terms of our cold plasma dielectric tensor formulation. This method introduces nonphysical reflections in the simulations. After an optimization of these ABL to avoid large reflection at the end of the domain, an inhomogeneous 1D density profile was implemented in HFSS in front of a simplified flat ICRF WEST antenna and benchmarked with the semi-analytical code

¹ Also known as adiabatic absorber.

ANTITER[7]. The 1D density profile parameters considered come from the WEST pulse #56898. In the experiment, the plasma composition is D-(H) with a minority concentration around 4%. The electron density profile is reconstructed from reflectometry data and shown in Figure 2 for $t=6$ s. The reflectometer is toroidally located between the Q1 and Q4 WEST ICRF antennas, on the equatorial plane of the machine.

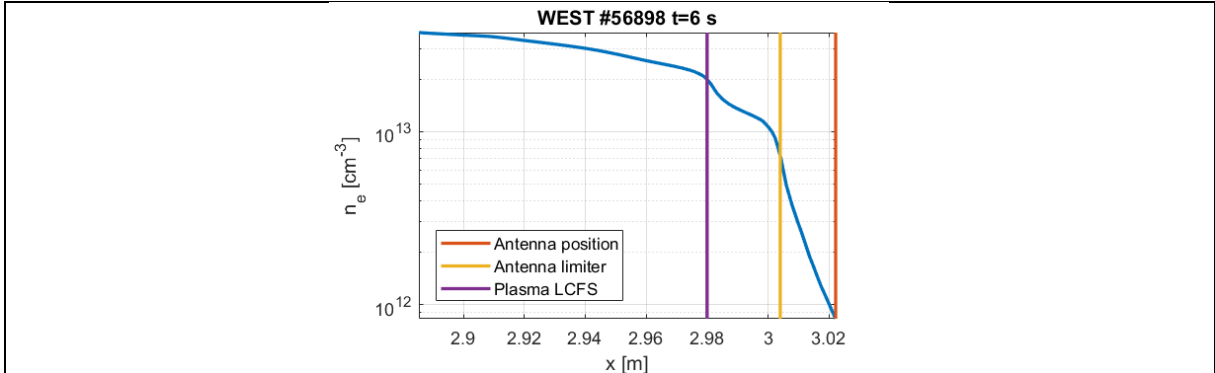


Figure 2. Electron density profile WEST shot #56898 at 6 s along with the antenna front face, the antenna limiter and the LCFS positions.

Good to excellent agreement was found for the fields and the power spectrum of the simplified antenna for an excitation of 1 A at the straps. As shown in Figures 3 and 4. The small discrepancy in the poloidal spectrum can be explained by the fact that ANTITER assumes a constant current on the strap while HFSS does calculate the current self-consistently.

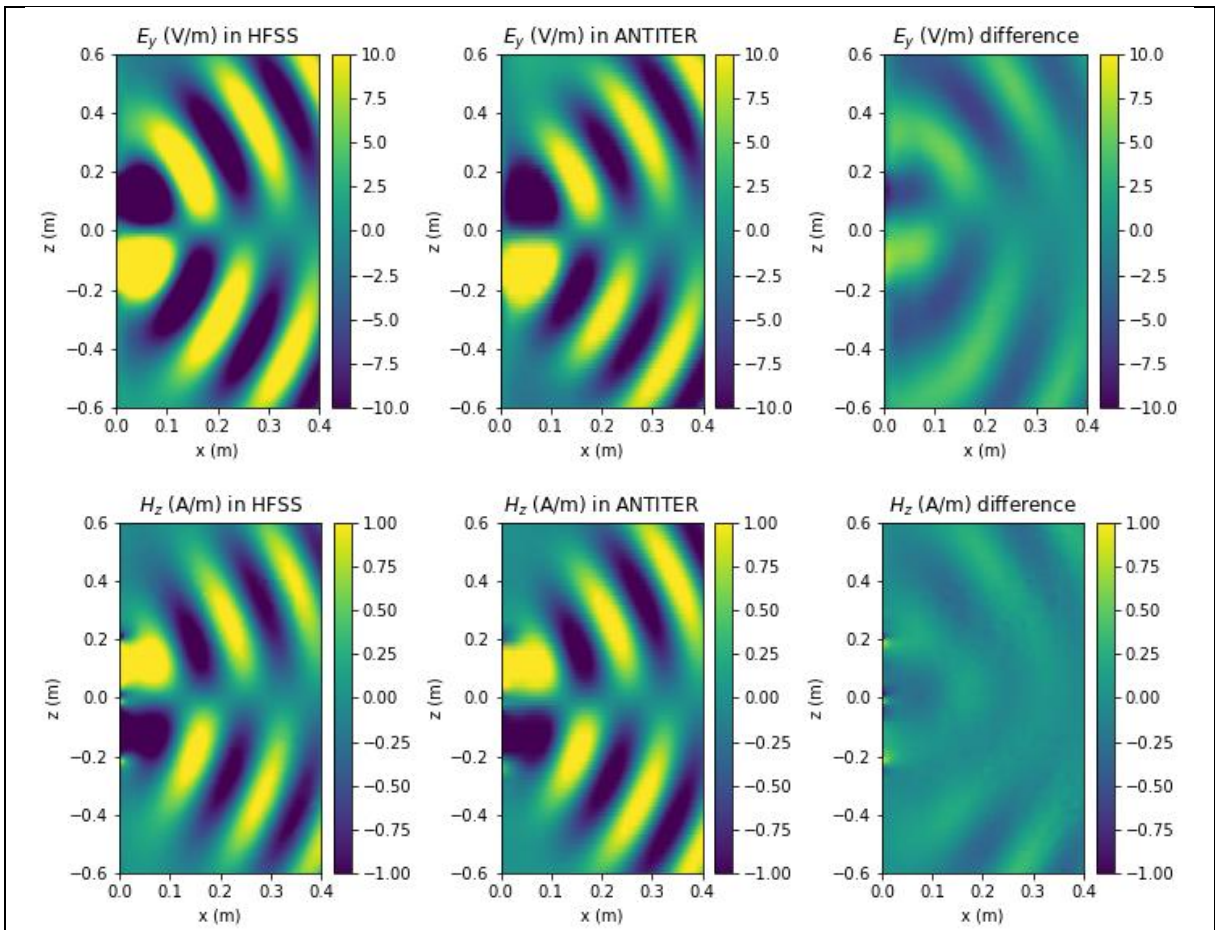
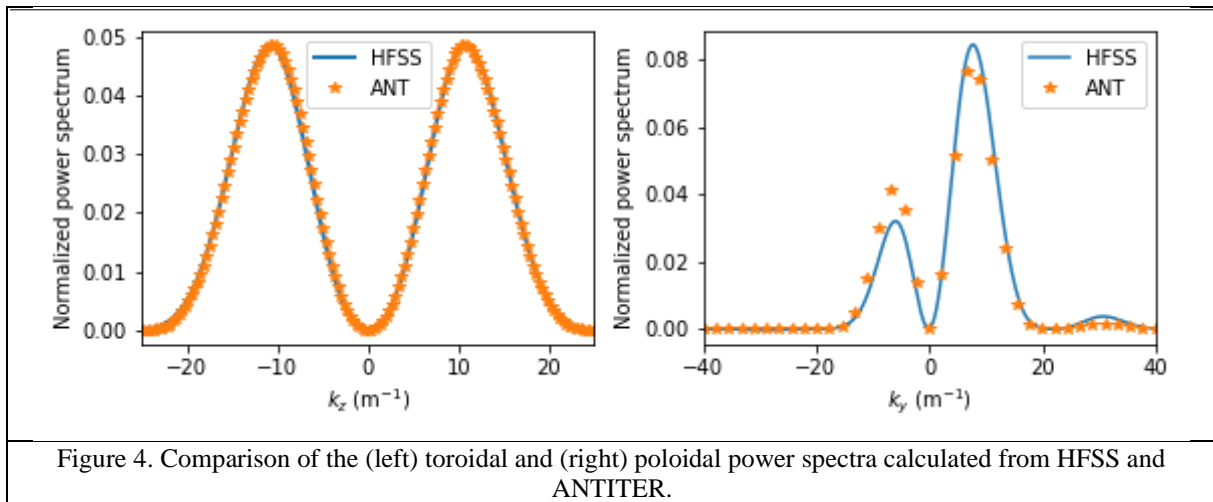
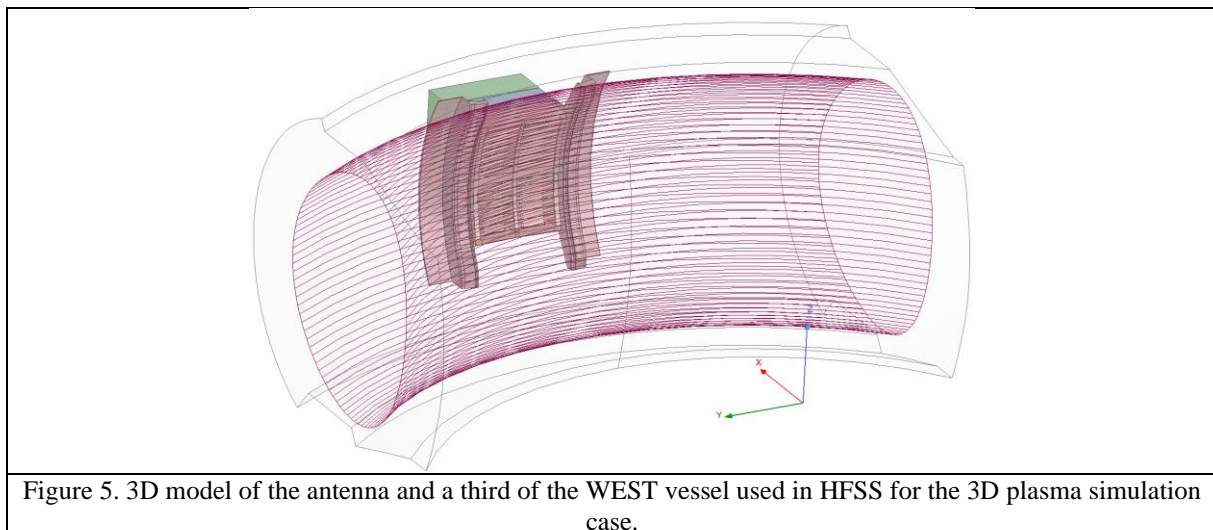


Figure 3. Comparison of the (top) E_y and (bottom) H_z field found in HFSS and in ANTITER as well as their difference.



4 Plasma 3D Case

Now that the possibility of implementing a 1D plasma profile in HFSS has been demonstrated, the possibility of implementing a 3D plasma is explored. The model used roughly represents one-third of the WEST tokamak vessel (simplified geometry) and is presented in Figure 5. This simulation considers toroidal and poloidal rotations of the cold plasma conductivity tensor necessary to account for the toroidal and poloidal field component of the total magnetic field of the device. The whole workflow uses the open source possibilities of python. First, the magnetic equilibrium of the WEST shot #56898 is recreated with the open source Free boundary Grad-Shafranov package (FreeGS) [8]. The 1D density profile presented in Figure 2 is then mapped over magnetic flux surfaces of the equilibrium to create 2D maps as presented in Figure 6. Simulations in 3D are typically heavy and long, spanning more than 3 days, involving more than 300,000 2nd order elements and performed on a 300 GB RAM station.



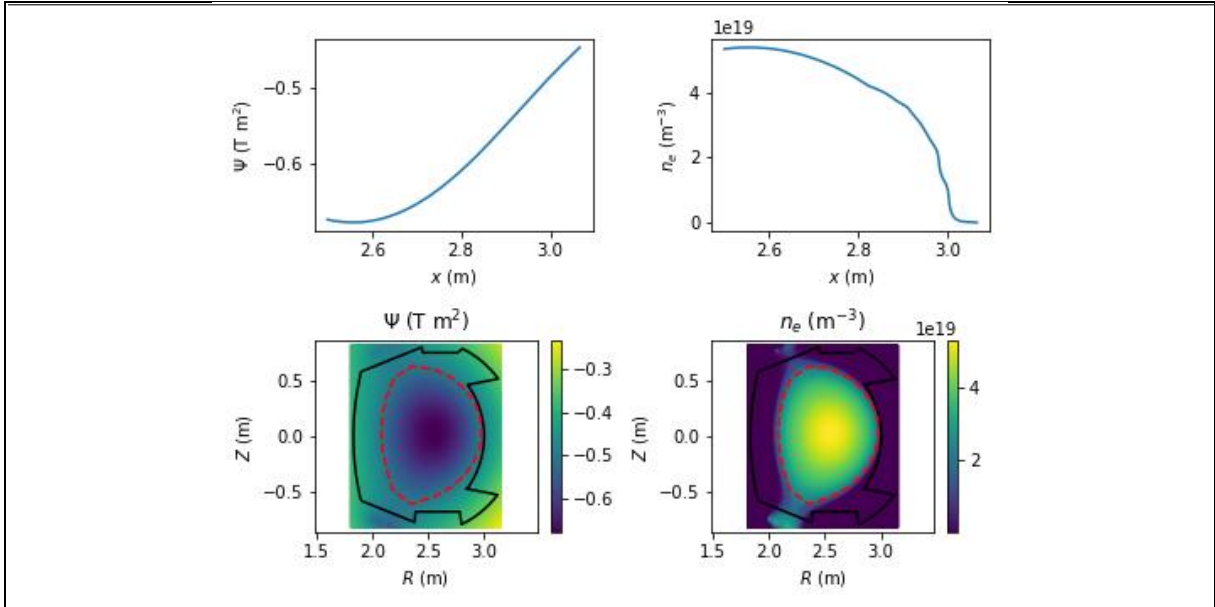


Figure 6. Map of the 1D density profile over the magnetic flux surface to create 2D maps.

Thus one can compare the antenna coupling resistance and the antenna voltages on each strap measured in the WEST shot #56898 at 6s with the HFSS-modeled antenna ones. This is presented in Figure 7.

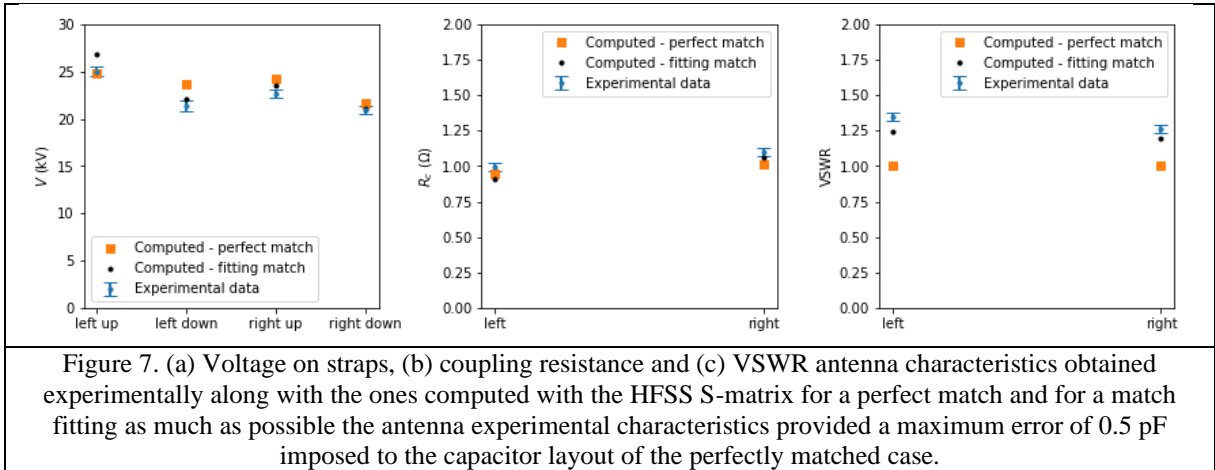


Figure 7. (a) Voltage on straps, (b) coupling resistance and (c) VSWR antenna characteristics obtained experimentally along with the ones computed with the HFSS S-matrix for a perfect match and for a match fitting as much as possible the antenna experimental characteristics provided a maximum error of 0.5 pF imposed to the capacitor layout of the perfectly matched case.

5 Conclusion

In this paper, the possibility of using HFSS as a versatile tool for ICRF simulations was demonstrated. The code was first tested for fast wave propagation inside a uniform cold plasma case. Subsequently, the code was benchmarked with ANTITER for a WEST 1D density profile. Finally, the code was tested for a 3D WEST plasma taking a third of the WEST tokamak into account. The code reproduces well the results obtained experimentally, further validating it.

Acknowledgements

This work has been carried out within the framework of the EUROfusion Consortium, funded by the European Union via the Euratom Research and Training Programme (Grant Agreement No 101052200 — EUROfusion). Views and opinions expressed are however those of the author(s) only and do not necessarily reflect those of the European Union or the European Commission. Neither the European Union nor the European Commission can be held responsible for them.

References

- [1] Lin Y, Wright J C and Wukitch S J 2020 *Journal of Plasma Physics* 86 865860506
- [2] Tran M et al. 2022 *Fusion Engineering and Design* 180 113159 ISSN 0920-3796
- [3] Zhang W, Liang Q, Qin C, Zhang X, Wang Y, Yang H, Liu L, Zhu G, Mao Y, Yuan S and Cheng Y 2022 *Nuclear Fusion* 62 076045 URL
- [4] Hillairet J, Ragona R, Colas L, Helou W and Bocquet F 2019 *Fusion Engineering and Design* 146 1473–1475 ISSN 0920-3796 sI:SOFT-30
- [5] Thomas H Stix. *Waves in plasmas*. American Institute of Physics, New York, 1992.
- [6] D.G Swanson. *Plasma waves*. Academic Press, Boston, 1989.
- [7] Messiaen A, Koch R, Weynants R, Dumortier P, Louche F, Maggiora R and Milanesio D 2010 *Nuclear Fusion* 50 025026
- [8] Dudson B 2023 GitHub freegs <https://github.com/freegs-plasma/freegs>

L'utilisation des ondes pour chauffer, sonder et contrôler un plasma d'un futur réacteur à fusion

On the use of waves to heat, probe and control a plasma foreseeing for a fusion reactor

Heuraux S.¹, Salazar L.¹, da Silva. F.², Sabot R.³, Santos J.²

¹Institut Jean Lamour, Université de Lorraine-CNRS, F-54011 Nancy, stephane.heuraux@univ-lorraine.fr

²Instituto de Plasmas e Fusao Nuclear, IST, Av. Rovisco Pais, Lisbon, Portugal, tanatos@ipfn.tecnico.ulisboa.pt

³CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-Lez-Durance, roland.sabot@cea.fr

Mots clés: fusion, diagnostic, chauffage, turbulence *Keywords: fusion, diagnostic, heating, turbulence*

Résumé/Abstract

Dans un plasma de fusion où les conditions sont extrêmes seules les ondes peuvent être utilisées pour chauffer, sonder et contrôler ce milieu capable d'initier des réactions de fusion deutérium-tritium en nombre suffisant pour convertir de la matière en énergies utilisables pour les besoins humains. Pour atteindre cet objectif, il est nécessaire de comprendre les mécanismes d'interaction onde-plasma d'abord pour le chauffer est atteindre la température requise pour un réacteur à fusion, pour extraire les caractéristiques de la turbulence pour arriver à la maîtrise le transport d'énergie et de particules et pour maîtriser la propagation des ondes nécessaires au maintien de la stabilité du réacteur à fusion. Il sera abordé les derniers développements de cette thématique avec une focalisation sur le rôle de la turbulence et son impact pour chacune des utilisations des ondes dans les plasmas de fusion. Les derniers développements en termes de simulations 3D et d'outils d'analyse utilisant l'intelligence artificielle seront aussi présentés ainsi que différents points sujet à discussion et ceux encore à traiter.

In a fusion plasma where the conditions are extreme, only the waves can be used to heat, probe and control this medium capable of initiating deuterium-tritium fusion reactions in sufficient numbers to convert matter into usable energy for human needs. . To achieve this objective, it is necessary to understand the mechanisms of wave-plasma interaction first to heat it and reach the temperature required for a fusion reactor, to extract the characteristics of the turbulence to achieve control of the transport of energy and particles and to control the propagation of the waves necessary to maintain the stability of the fusion reactor. The latest developments in this topic will be discussed with a focus on the role of turbulence and its impact for each use of waves in fusion plasmas. The latest developments in terms of 3D simulations and analysis tools using artificial intelligence will also be presented as well as various points subject to discussion and those still to be addressed.

1 Contexte de l'utilisation des ondes dans les plasmas de fusion

Les plasmas de fusion sont dits chauds pour signifier que la vitesse des particules chargées peut atteindre les vitesses caractéristiques des ondes et conduire à des échanges d'énergie onde-particules et vice versa. Donc pour bien décrire la propagation des ondes dans les plasmas de fusion, il est nécessaire de connaître précisément la fonction de distribution de vitesse des particules mise en mouvement par la présence d'une onde pour calculer précisément où et comment est absorbée l'onde [1]. Toutefois cela requiert un code dit pleine qui intègre tous les phénomènes liés à la propagation d'une onde, interférences, diffusion, diffraction, piégeage, conversion de modes tout en ayant les conditions de bord adaptées, de type classique, miroir parfait, bord transparent ou plus sophistiqué qui prend en compte les effets de gaine associés à la présence du plasma à la paroi où la différence de mobilité entre les ions et les électrons jouent un rôle essentiel en écrantant la composante du champ électrique normale à la paroi [2]. Il n'existe qu'un nombre très réduit de code fournissant une solution tridimensionnelle pour une onde de polarisation quelconque dans un plasma magnétisé inhomogène dépendant du temps vu les ressources informatiques nécessaires pour ne décrire qu'une fraction partielle du volume d'étude, en gros sur HPC cela représente un cube de $0.6 \times 0.6 \times 0.6 \text{ m}^3$ de plasma pour une fréquence de sondage de 60 GHz et une discrétisation à 20 points par longueur d'onde dans le vide correspondant sensiblement à 2 TBytes de données. L'avantage d'avoir de telle simulation permet d'estimer correctement les amplitudes des ondes à l'endroit voulu à condition que soit utilisé la géométrie exacte des objets dans la zone de calcul [3]. Ceux à l'extérieur du volume de calcul ne seront pas pris en compte. L'inclusion d'une géométrie exacte et complexe intègre automatique les diagrammes de rayonnement effectifs qui peuvent s'écarter de beaucoup de ceux utilisés usuellement comme les faisceaux Gaussien ou autres. De plus dans les plasmas de fusion, il est possible de rencontrer des gradients d'indice très raides, ceci engendre la présence de modes de surface. De même que l'emboîtement de plasmas dans une enceinte à vide va générer des modes coaxiaux ainsi que des modes globaux. La zoologie des modes présents dans un plasma de fusion est très riche avec propriétés très variées. Il est aussi à noter que le changement de polarisation peut introduire des effets indésirables malgré que ces ondes soient loin de leur lieu d'émission comme c'est le cas pour le chauffage au voisinage de la fréquence cyclotron ionique avec la génération d'impuretés tout comme bien

d'autres qui sont décrits dans des fascicules dédiés à la fusion [[Science en Fusion 5](#)]. D'autres points seront laissés de côté comme l'entraînement de courant par onde hybride-basse suit à sa mise à l'écart par ITER. Seuls les chauffages cyclotron voit encore des développements comme les scénarios minoritaires à trois espèces sont encore en cours [4] de même que les antennes à géométrie complexe utilisées dans les stellarators [5] ou pour limiter les effets de redressement associés aux ondes radiofréquences modifiant le plasma en face des antennes tout comme et autres effets sur les chauffages [6]. Les changements de diagrammes de rayonnement par la turbulence de bord seront abordés lors de la description du tomographe micro-onde envisagé pour contrôler la phase de croissance du plasma. Maintenant abordons les sujets d'actualité comme le développement d'outils d'analyse des données basés sur les outils de l'intelligence artificielle.

2 L'apport de l'Intelligence Artificielle aux diagnostics dans les plasmas de fusion

Pour rappel de la notion de diagnostic vrai est associé à une relation linéaire entre la mesure et la grandeur à quantifier, dans la plupart des cas un modèle interprétatif est utilisé pour accéder au paramètre à mesurer. Il faut toujours être conscient qu'un tel modèle a son propre domaine d'application lié aux hypothèses et au formalisme utilisé pour l'établir. Pour illustrer ce propos le sondage par micro-onde d'un plasma turbulent ayant pour but de caractériser les fluctuations de densité du plasma sert d'exemple: un formalisme basé uniquement sur les effets de réfraction ne donne accès qu'aux perturbations de grandes longueurs et ignore les effets de diffusion, pour aller au-delà, l'approximation de Born est mise en œuvre et permet d'introduire la contribution de diffusion d'ondes par les fluctuation de densité[7], toutefois cette modélisation ignore les phénomènes de résonance présents lorsqu'une onde se propage dans un plasma turbulent], il est étonnant de constater que ces résonances sont nécessaires pour satisfaire à la conservation du flux électromagnétique[8]. Cette modélisation devient insuffisante lorsque l'amplitude de la turbulence dépasse un certain seuil où les effets non-linéaires entraînent une réduction du volume sondé [9]. En général l'introduction de modèle plus sophistiqué requiert la connaissance de paramètres nécessaires comme la longueur de corrélation transverse à la direction de propagation si l'on souhaite inclure l'élargissement du faisceau sonde par la turbulence [10]. Si la connaissance de l'amplitude de l'onde détectée correspond à la grandeur cible alors une modélisation 3D incluant toutes les polarisations est souvent nécessaire en particulier si l'environnement du diagnostic se trouve dans une géométrie complexe comme celle existant dans les configurations de réflectomètres de position de DEMO[Ricardo]. Cette connaissance est nécessaire pour s'assurer en continu que le positionnement du plasma d'un réacteur à fusion restera à distance de la paroi. L'introduction de nouveaux types de diagnostic comme la réfractométrie d'intensité [12] a été possible par l'utilisation des modèles interprétatifs basé sur l'intelligence artificielle (IA) [13]. Les avantages et les limites de l'IA pour les traitements des signaux seront données pour la réflectométrie [14] comme illustration qui vont être maintenant développés.

Avant d'en arriver à l'utilisation des outils de l'IA, un travail de thèse avait comme objectif d'exploiter tous les signaux fournis par la réflectométrie à fréquence fixe pour en extraire des comportements génériques de la turbulence dans les plasmas de Tore Supra. Pour pratiquer cette analyse systématique, l'analyse des spectres a été effectué en approchant en combinant linéairement des fonctions génériques pour décrire les différentes composantes du spectre en fréquence [15]. Toutefois cette méthodologie a une applicabilité limitée par l'introduction de seuil et de l'absence de dynamique, c'est-à-dire ne fournit aucune information précise sur les échanges d'énergie sur des échelles de temps court. Pour pallier à ces manques et définitions a priori de seuils, une méthode basée sur la décomposition automatisée de la série temporelle en différentes composantes avec la possibilité de suivre l'évolution des échanges d'énergie entre composantes [14]. Pour assurer une variabilité des échelles temporelles, la transformée en ondelettes continues a été choisie. De plus, la méthode de décomposition a été testé pour vérifier la conservation des propriétés physiques et statistiques de chaque composante en utilisant des données en provenance de différentes machines. Il est remarquable de constater que la cohérence d'une composante peut être extraite avec cette méthode seulement à partir d'une série temporelle alors qu'elle a été mesurée en utilisant deux signaux provenant d'un réflectomètre de corrélation [14]. Ces vérifications étant convaincantes, il a été mise en évidence la nature intermittente des modes quasi-cohérents. D'où l'idée de suivre la dynamique des composantes d'un signal et de s'en servir pour les discriminer à l'aide d'outils de l'IA qui ont été aussi utilisés pour la sélection des signaux, le seuillage ainsi que d'autres outils. Le choix de ces outils est décrit dans la thèse de L Salazar[16]. Ceci a permis d'aboutir au schéma décrit figure 1 qui résume les différentes étapes de la décomposition d'une série temporelle. Des outils supplémentaires ont été développés pour suivre les échanges d'énergie (transfert d'entropie) ce qui a permis d'identifier des canaux d'échange d'énergie entre composantes comme composante basse fréquence vers mode quasi-cohérent et mode quasi-cohérent vers la composante large bande associé à la micro-turbulence [16]. Sachant que chaque composante extraite a vu ses propriétés physiques et statistiques préservées, il est envisageable de voir si la composante large bande contient plusieurs sources et s'il y a des transferts entre échelles de temps au sein de cette composante comme il est possible d'attendre dans le cas de couplage entre les instabilités de gradient de température ionique et les instabilités d'électrons piégés ce qui va requérir le développement de nouveaux outils. Il est à noter que la méthode de décomposition est applicable à toutes les séries temporelles à condition que les modes-composantes soient dynamiquement séparables ou ayant des bandes en fréquence identifiables dans l'espace des échelles de temps de la transformée en ondelettes continues.

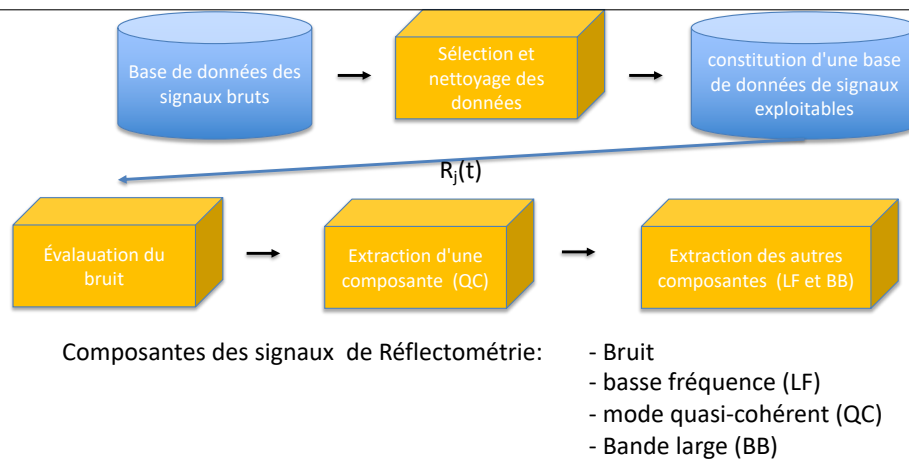


Figure 1: Déroulé des processus mis en œuvre lors de la décomposition d'une série temporelle.

3 Contrôle en temps réel des plasmas de fusion et nouveaux concepts de diagnostics

Le contrôle du positionnement d'un plasma utilisant les ondes a été démontré avec l'interférométrie depuis longtemps, avec la réflectométrie récemment et va être mis en place sur WEST [17]. Un projet "Enabling Research" d'EUROfusion utilisant un ensemble de réflectomètres pour maintenir le plasma de DEMO est en cours d'étude [18]. Une étude complémentaire utilisant ce système porte sur le contrôle de la forme du plasma dans la phase de démarrage de DEMO qui utilise les outils de l'IA pour accéder au contrôle en temps réel. Les réseaux neuronaux sont présents à plusieurs étapes : reconstruction de profil de densité, reconnaissance de formes puis reconstruction de contours iso-densité. Il est même envisagé d'utiliser un réseau de neurones pour différencier les différents régimes du tomographe micro-ondes que peut constituer le PPR (Plasma Positioning Reflectometer) qui sont les modes : interférométrie, réflectométrie, réflectométrie d'intensité et réflectométrie. Au préalable il a été nécessaire de constituer une base d'entraînement de ces réseaux de neurones. Vu la taille des plasmas de DEMO

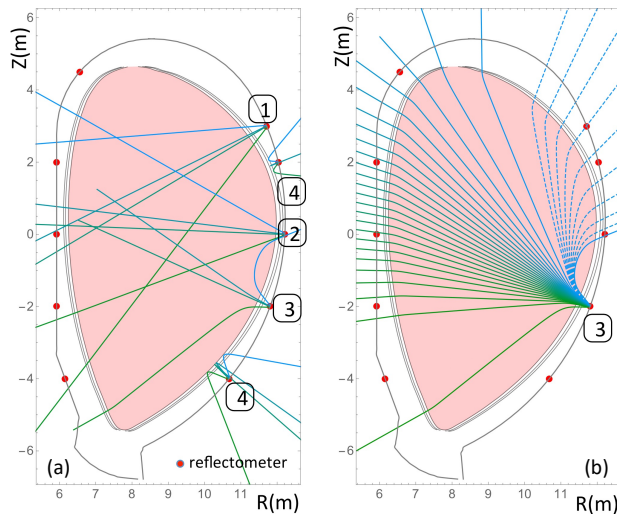


Figure 2 : (a) Visualisation des 4 régimes correspondant à 4 fréquences différentes pour DEMO, pour la plus haute régime 1 interférométrie, 2 réflectométrie, 3 réflectométrie d'intensité et 4 la plus basse réflectométrie (b) tracé de rayon à une seule fréquence avec raffinement x10 pointillé.

d'une hauteur de ~ 12 m et d'une largeur de ~ 4 m, il n'est pas envisageable d'utiliser les codes "full-wave" pour simuler l'ensemble des configurations. Seul le tracé des rayons permet d'effectuer cette tâche, mais contrairement au code "full-wave" où les champs calculés intègrent les propriétés des composants mur, antennes, guide d'onde, il faut décrire proprement chaque élément constitutif des réflectomètres aussi bien en émission qu'en réception. Par exemple, la géométrie des cornets émetteur ne permet pas d'utiliser les expressions standards et un calcul préalable est nécessaire pour le déterminer. Si ce travail n'est pas accompli une comparaison de résultats exclut de trouver un accord entre une approche full-wave et tracé des rayons. Ensuite il faut établir un modèle permettant d'évaluer précisément l'amplitude du mode fondamental atteignant le détecteur. Cette étape est multiple d'abord la structure du champ électrique doit être construite à l'entrée de l'antenne de réception puis projeter sur le mode fondamental du guide d'onde. Une fois l'amplitude obtenue, il est nécessaire de calculer le gain de l'antenne à l'aide de la conservation du flux électromagnétique en prenant en compte les variations de la vitesse de groupe et d'introduire la variation de phase entre la bouche d'antenne réceptrice et le détecteur, et ceci pour chaque fréquence de sondage. Une fois ce travail effectué, il est possible de constituer les cas servant à l'apprentissage des réseaux de neurones sachant que lorsqu'un réflectomètre est actif il va fournir amplitude, phase et temps de vol pour les N réflectomètres du PPR pour chaque fréquence. Pour chaque fréquence N^2 triplets sont obtenus à multiplier par M le nombre de fréquences utilisées. Ainsi vont être constitués trois images de $M \cdot N^2$ utilisés pour la reconstruction des contours de densité à l'intérieur de la première paroi à l'aide d'outils de l'IA tel que le "machine learning". Pour gagner du temps, un prétraitement sera effectué pour identifier les différents régimes afin d'appliquer une procédure adaptée à chaque régime. La méthodologie est proche de celle utilisé pour la réflectométrie d'intensité développée sur ASDEX Upgrade [12]. La faisabilité d'un tel tomographe micro-onde étant montré, il reste la dernière phase à valider le contrôle temps réel qui requiert une la synchronisation de tous les réflectomètres et des actuateurs agissant sur la position du plasma.

4 Conclusion

Pour comprendre les progrès effectués portant sur l'utilisation de ondes comme outils de contrôle et de façonnage des plasmas, il faut prendre en compte le développement des outils de simulation et de traitement des données en particulier ceux liés au GPU qui fournissent les nombreux cas nécessaires à l'apprentissage supervisé des réseaux de neurones avant d'aller vers un apprentissage profond basé sur l'accumulation des résultats. L'introduction des réseaux neuronaux contribue aussi à l'émergence de nouveau diagnostic [14] récemment installé sur le tokamak ASDEX Upgrade, et d'autres en cours de développement comme le tomographe micro-onde décrit rapidement ici. L'introduction des réseaux de neurones comme super filtres dans les systèmes de contrôle ou dans les systèmes d'analyse de données permet d'accéder à des systèmes de plus en plus performants et conduire à développements de nouveaux diagnostics qui ne sont plus basés sur des modèles interprétatifs mais sur un ensemble de résultats de simulation comme cela s'est déjà fait pour la reconstruction de profil de densité en réflectométrie allant même jusqu'à la reconstruction de profil creux [19] où toute zone ne se voit pas sonder directement par réflexion.

Références bibliographiques

- [1] J. Hillairet "Review on recent progress in ion cyclotron range of frequency systems, experiments and modelling for magnetic confinement fusion" *Rev. Mod. Plasma Phys.* **7**, 16 (2023).
- [2] S. Shiraiwa *et al* "Magnetic potential based formulation for linear and non-linear 3D RF sheath simulation" *Nucl. Fusion* **63**, 026024 (2023).
- [3] F. da Silva *et al* "An overview of the evolution of the modeling of reflectometry diagnostics in fusion plasmas using finite-difference time-domain codes" *Fusion Engineering and Design* submitted.
- [4] Y. Kasakov *et al* " Physics and applications of three-ion ICRF scenarios for fusion research" *Phys. Plasmas* **28**, 020501 (2021).
- [5] J. Ongena *et al* "Physics design, construction and commissioning of the ICRH system for the stellarator Wendelstein 7-X" *Fusion Engineering and Design* **192**, 113627 (2023).
- [6] C. Tsironis *et al* "Modelling effects of edge density fluctuations on electron-cyclotron current drive used for neoclassical tearing mode stabilization" *J. Plasma Phys.* **87**, 905870103 (2021).
- [7] L. Vermare, S. Heurieux, F. Claret, G. Leclert, F. da Silva "Density fluctuations measurements using X-mode fast sweep reflectometry on Tore Supra" *Nuclear Fusion* **46**, S743 (2006).
- [8] E.V. Sysoeva, E.Z. Gusakov, S. Heurieux "Transition into diffusive regime of propagation of probing electromagnetic waves in a turbulent inhomogeneous plasma and limitations for microwave reflectometry in reactor scale devices" *Plas. Phys. Cont. Fusion* **55**, 115001 (2013)
- [9] E.Z. Gusakov, S. Heurieux, A. Yu. Popov "Nonlinear regime of Bragg backscattering leading to probing wave trapping and time delay jumps in fast frequency sweep reflectometry" *Plas. Phys. Cont. Fusion* **51** 065018 (2009).
- [10] P. Tretinnikov, E. Gusakov, S. Heurieux "On the influence of plasma turbulence on Collective Thomson Scattering measurements" *Plasma Phys. Cont. Fusion* (accepted refusé pour des raisons politiques *Phys. Plasmas* **30**, 032502 (2023)
- [11] B. Gonçalves, P. Varela, A. Silva, F. Silva, ..., S. Heurieux, ..., O. D'Arcangelo "Advances, challenges, and future perspectives of microwave reflectometry for plasma position and shape control on future nuclear fusion devices" *Sensors* **23**, 3926 (2023)
- [12] M. Usoltseva *et al* "Experimental validation of the intensity refractometry principle for density measurements at the edge of a tokamak" *Fus. Eng. Des* **179**, 113783 (2023).
- [13] A. Mesbah, D. B. Graves "Machine learning for modeling, diagnostics, and control of non-equilibrium plasmas" *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52**, 30LT02 (2019).
- [14] L. Salazar *et al* "Extraction of quasi-coherent modes based on reflectometry data" *Plasma Phys. Control. Fusion* **64**, 104007(2022).
- [15] Y. Sun, R. Sabot, G. Homung, S. Heurieux, S. Hacquin, G. Verdoolaege "Synthetic parametrization of reflectometry fluctuation frequency spectra for turbulence property studies in tokamak plasma" *Rev. Sci. Instrum.* **89**, 073504 (2018) & Y. Sun, R. Sabot, S. Heurieux, G. Verdoolaege, S. Hacquin, G. Homung "On trends of the turbulence properties emerging from systematic studies of Tore Supra reflectometry database" *Phys Plasmas* **26**, 032307 (2019).
- [16] L. Salazar " Data-driven approach to tackle turbulence in high temperature plasma" thèse de l' Université de Lorraine 2023.
- [17] M. Carrard, R. Sabot *et al* " Real time reflectometry for tokamak plasma " this conference
- [18] E. Ricardo *et al* "Simulation and data analysis techniques to design optimized PPR systems on plasma fusion devices" *Comp. Phys. Comm.* **294**, 108945 (2024).
- [19] R. B. Morales, S. Hacquin, S. Heurieux, R. Sabot "New density profile reconstruction methods for X-mode reflectometry" *Rev. Sci. Instrum* **88**, 043503 (2017).

Theory and simulations of hydrodynamic shocks in a plasma flowing across randomized ICF scale laser beams

Hüller ^{S1}, Ludwig JD², Rose HA³, Bruulsema C², Farmer W², Michel P², Milder A⁴, Swadling GF², and Rozmus W⁴

¹Centre de Physique Théorique CPHT, CNRS, Ecole polytechnique, Institut Polytechnique Paris, 91128 Palaiseau Cedex, France

²Lawrence Livermore National Laboratory, 7000 East Avenue, Livermore, California 94551, USA

³Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, USA 87545

⁴Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, Alberta, Canada T6G 2E1

Keywords: Laser Shock, laser plasma interaction, Optically smoothed laser beams

Abstract:

High-energy laser beams interacting with flowing plasmas can produce a plasma response that leads to deflection of the beam, beam bending. Such beams have usually a speckle structure generated by optical smoothing techniques that reduce the spatial and temporal coherence in the laser field pattern. The cumulative plasma response from laser speckles slows down the velocity of the incoming flow by momentum conservation. For slightly super-sonic flow the cumulative plasma response to the ponderomotive force exerted by the beam speckle ensemble is the strongest, such that slowing down the flow to subsonic velocities leads eventually to the generation of a shock around the cross section of the beam. This scenario has been predicted theoretically and is confirmed by our hydrodynamic simulations. The conditions of shock generation are given in terms of the ponderomotive pressure, speckle size and the flow velocity. The nonlinear properties of the shocks are analyzed using Rankine-Hugoniot relations. According to linear theory, temporally smoothed laser beams exhibit a higher threshold for shock generation. Numerical simulations with beams that are smoothed by spectral dispersion compare well with the linear theory results, diverging from those produced by beams with only a random phase plates in the nonlinear regime. The conditions necessary for shock generation and their effects on the laser plasma coupling in inertial confinement fusion (ICF) experiments are also discussed.

1 Introduction

The laser facilities designed for Inertial Confinement laser Fusion (ICF) use so-called optical ‘smoothing’ methods for the laser beams interacting with the plasma corona in the ablating target, which is the outer target shell for the direct-drive scheme and the inner hohlraum wall for the indirect-drive scheme. Optical smoothing reduces the spatial and temporal coherence of the laser beams. It has the goal of mitigating and/or controlling the nonlinear processes related to laser-plasma interactions and hydrodynamic evolution of a target. So-called ‘smoothed’ laser beams have a smooth intensity distribution only on a coarse scale, while on a micro-scale, in the range of the laser wavelength, they exhibit a speckle structure. Such speckles, also called laser hot spots, generally all have similar sizes, along and across the laser propagation direction, which are defined by the focusing optics, and their peak intensity follows a well-known statistical distribution.

In both direct drive and indirect drive ICF schemes, laser beams cross each other, either by design of the beam configuration or because of partial reflections from the target surface. Besides the fact that laser beams can exchange energy due to resonances with plasma waves, known as Cross Beam Energy Transfer (CBET)[1, 2, 3, 4, 5, 6], such beams can have a complex substructure with important peak intensities in the speckles with values easily up to 10 times the average laser beam intensity. The ponderomotive force from the laser field on a plasma is defined as a gradient of the ponderomotive potential U . Using the definition of laser electric field $\vec{\mathcal{E}} = \frac{1}{2}[\vec{E}e^{-i\omega_0 t} + c.c.]$ with its envelope \vec{E} , obeying the time-dependent Helmholtz wave equation, the ponderomotive potential is defined as

$$U = e^2 |\vec{E}|^2 / (4m_e \omega_0^2). \quad (1)$$

where ω_0 is the laser frequency, e and m_e are the electron charge and mass, respectively. In the isothermal model of a plasma[7, 8, 9], usually satisfied for laser interactions with hot plasmas the low-frequency plasma response can be described by the continuity and momentum equations for cold ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0, \quad \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i = -\frac{Ze}{m_i} \nabla \phi \equiv -c_s^2 \left(\frac{\nabla U}{T_e} + \nabla \log \frac{n_e}{n_0} \right) \quad (2)$$

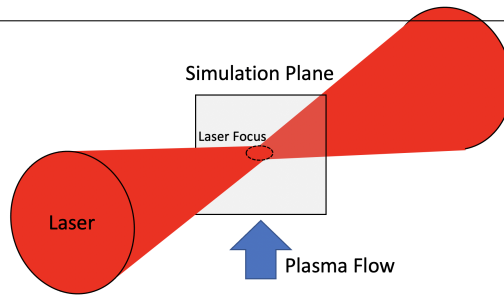


Figure 1: Schematic view of the interaction geometry: a large scale smoothed laser beam generates an imprint on the plasma in the beam focal region via its ponderomotive force. In numerical simulations, a two-dimensional (2D) domain is considered in the plane of the laser beam cross section at best focus where a super-sonic plasma flow is in the vertical direction (see an arrow).

where the electrostatic potential ϕ is replaced by the ponderomotive potential and the logarithm of electron density using the Boltzmann distribution for the electron density n_e , $n_e = n_0 \exp(e\phi/T_e - U/T_e)$ with n_0 describing the equilibrium density. In addition, $c_s \equiv \sqrt{ZT_e/m_i}$ stands for the ion sound speed, involving the electron temperature T_e , the ion charge Z and mass m_i . The ponderomotive potential can be given in practical units as $U/T_e \equiv 0.09 \langle I \rangle \lambda^2 (10^{15} \text{W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2) / (T_e/\text{keV})$, where $\langle I \rangle$ denotes the laser intensity and λ stands for the laser wavelength.

In a flowing plasma, the process of beam bending in the direction of the flow velocity has been examined in theory and experiments [10, 11, 12, 13]. The density perturbations resulting from the ponderomotive force of the laser are skewed by flow, which redirects the laser beam and by momentum conservation introduces a drag on the plasma flow slowing it down. The effect of beam bending is maximized producing the largest drag on the plasma flow when the flow velocity is close to the sound speed. The latter results in deceleration of the flow, and as the flow transitions from supersonic to subsonic velocity, conditions favourable to shock generation in the plasma can be reached. Our paper focuses on the formation of such shocks related to ponderomotively-driven density and velocity perturbations across the laser beam cross section.

Also spatio-temporal smoothing techniques, such as smoothing by spectral dispersion (SSD), commonly used at ICF facilities can lead to shock formation, as shown in this paper. Application of the SSD and RPP beams produces an enhancement of threshold conditions for shock generation.

One can estimate that a small change in the laser field averaged momentum flux due to angular deflection of the beam, characterized by the wave vector ratio, k_{\perp}/k_0 , will affect the momentum of the flowing plasma. The change of the field momentum as $(k_{\perp}/k_0)\langle I \rangle/c$, with $\langle I \rangle = c\epsilon_0\langle E^2 \rangle/2$ denoting the laser intensity, has to be compared with the change in the ion momentum flux $n_i m_i c_s^2 \delta M$ were the flow velocity is normalized to the speed of sound δM . Close to sonic flow with $v_i \approx c_s$, this yields an effective reduction of the flow velocity, namely $\delta M = (k_{\perp}/k_0)(\langle I \rangle/5 \times 10^{14} \text{W}/\text{cm}^2)(10^{20} \text{cm}^{-3}/n_i)(1 \text{keV}/T_e)$. Deflecting the beam by an angle comparable with its angular aperture $k_{\perp}/k_0 \sim 1/(2F)$, corresponds to a flow reduction δM of ~ 0.125 for $\langle I \rangle \approx 10^{15} \text{W}/\text{cm}^2$, $n_i = 10^{20} \text{cm}^{-3}$, the beam optical f-number $F = 8$ and for the electron temperature $T_e = 1 \text{keV}$.

2 Theory of laser beam deflection and shock formation by transverse plasma flow

The collective action of the speckles in the fine structure of smoothed laser beams with their intensities up to $10\times$ the average beam intensity can exert strong ponderomotive forces on the plasma, as described by Eqs. (2). Although local flow perturbations on the scale of individual speckles may be small, their cumulative effect over large beam as used in ICF will lead to shock formation [14, 15, 16], which can be intensified in regions of intersecting beams.

We investigate here how the small deflection of the electromagnetic momentum flux associated with beam bending induces an opposing change in momentum by decelerating the plasma flow.

By denoting $\vec{p}_{\perp} = (n_e/n_0)\vec{v}_{\perp}$ as the plasma fluid momentum density in the direction perpendicular to the laser propagation and $c_s = (ZT_e/m_i)^{1/2}$ as the sound speed, the isothermal fluid equations (2) one can consider a perturbative approach with respect to small velocity perturbations. Linearization around the background flow velocity, \vec{v}_0 in the x - y plane, $\vec{v}_{\perp} = \vec{v}_0 + \delta\vec{v}_{\perp}$ leads to the following set of equations [11]

$$(\partial_t + \vec{v}_0 \cdot \nabla_{\perp}) \ln \frac{n_e}{n_0} + \nabla_{\perp} \cdot \delta\vec{v}_{\perp} = 0, \quad (\partial_t + \vec{v}_0 \cdot \nabla_{\perp}) \delta\vec{v}_{\perp} + 2\hat{\nu}_{ia}\delta\vec{v}_{\perp} = -c_s^2 \nabla_{\perp} \left(\ln \frac{n_e}{n_0} + (1 + \hat{g}) \frac{U}{T_e} \right) \quad (3)$$

where $\hat{\nu}_{ia}$ is a spatial convolution operator approximating Landau damping of ion acoustic perturbations. In Eqs. (3) the coupling between the laser and the plasma fluid is augmented with respect to Eqs. (2), by applying

an additional wave-number dependent spatial convolution operator \hat{g} to the ponderomotive term, that accounts for both classical and non-local heat transport effects. This correction is obtained from a closure of the energy equation, see Ref. [17] and references therein. Equation (3) has to be solved by applying \hat{g} in a Fourier space especially in the case when thermal effect dominate ponderomotive coupling, $\hat{g} > 1$. The Fourier transformed \hat{g} reads[17] $g(k) = (1 + 50k\lambda_e)m_e\nu_{ei}^2/(7T_e k^2)$, where $k\lambda_e \propto T_e^2$ is the electron mean free path and $\nu_{ei} \propto T_e^{-3/2}$ is the electron-ion collision frequency. In the regime of classical thermal transport, $50k\lambda_e < 1$, the coefficient $g(k)$ scales with temperature as $g(k) \sim T_e^{-4}$; in the non-local, kinetic regime, $50k\lambda_e > 1$, it scales as $g(k) \propto T_e^{-2}$ where the spatial scale of the temperature inhomogeneity $1/k$ corresponds to $k \sim \pi/(F\lambda)$.

For the isothermal case, ignoring the correction \hat{g} , a stationary equilibrium can be reached in absence of flow by balancing the local density and the ponderomotive potential, namely $(n_e/n_0)_{v_\perp=0} \equiv \exp(-U/T_e)$.

Be aware that flow can considerably modify the response of the plasma fluid[18, 19, 10, 11, 20]. Time independent solution of Eqs. (3) yield in Fourier space[11] $[\ln n_e/n_0]_{k_\perp} = [\ln(n_e/n_0)_{v_\perp=0}]_{k_\perp} [1 - (k_y/k_\perp)\mathcal{M}(k_y\mathcal{M}/k_\perp - 2i\hat{\nu})]^{-1}$ in which the background flow \vec{v}_0 is chosen along the y -axis, the Mach number $\mathcal{M} = v_y/c_s$ and the normalized damping operator $\hat{\nu} = \nu_{ia}/(kc_s)$. The density perturbation shows a skewed profile due to the flow compared to ρ_0 in the stationary plasma and the ponderomotive potential U of a single laser speckle. This asymmetry in density perturbations averaged over speckles of the randomized laser beam leads to beam bending. In the small angle approximation the beam bending can be quantified by the averaged angular deflection rate [11]

$$\frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \langle \vec{k}_\perp/k_0 \rangle_k \cdot \vec{e}_v = -\frac{\langle \nabla_\perp \delta n \rangle_r}{2n_c} \cdot \vec{e}_v = \frac{2\beta}{F\lambda} \frac{\langle n \rangle_r}{n_c} \frac{\langle U \rangle_r}{T_e} f(\mathcal{M}, \hat{\nu}) \quad (4)$$

with the unit vector \vec{e}_v pointing in the flow direction and where the small density perturbation $\delta n/n_0 = (n_e - n_0)/n_0 \simeq \ln n_e/n_0$. The averages $\langle \rangle_{k,r}$ in the two dimensional Fourier (k)- or configuration (r)- space of any function $h(\vec{q})$, are defined as follows $\langle h \rangle_q(z) = \int |E(\vec{q}, z)|^2 h(\vec{q}) d^2q / (\int |E(\vec{q}, z)|^2 d^2q)$ with q standing for either k_\perp or \vec{r}_\perp . The rate of beam deflection Eq. (4) and the averaging involve the electric field amplitude \vec{E} which is determined by solving the paraxial wave equation for the laser field.

The right-hand-side (*rhs*) of Eq. (4) has been derived in Ref. [15], see in particular Eq. (157) there, for the case of a randomized laser field generated by introducing random phase plates in the focusing optics, which is characterized by the averaged ponderomotive potential $\langle U \rangle$ and the speckle correlation length given by $\ell_{sp} = F\lambda/\beta$ with $\beta = 64/45$, and with F and λ denoting the focusing F-number and the laser wave length, respectively. The function $f()$ used in the *rhs* of Eq. (4) results from an integral over the angle between the flow and the wave vector of the ponderomotively driven ion acoustic waves[21]. It depends essentially on the regime of the plasma flow component across the laser beam cross section, in terms of the Mach number \mathcal{M} , and the ion acoustic damping $\hat{\nu}$ (which is wave number-dependent, typically $\propto k$). There is no effective beam deflection for subsonic flow, except in the close vicinity of sonic flow with a resonant transfer into another beam, however only over a short range until the flow is no longer orthogonal to the beam propagation.

The beam deflection occurs for a super-sonic flow and for the case of negligible damping with respect to $\mathcal{M}^2 - 1$, the function $f(\mathcal{M}, \hat{\nu})$ simplifies into the expression $\hat{f}(\mathcal{M}) = 1/(2\mathcal{M}\sqrt{\mathcal{M}^2 - 1})$.

Note that for regimes in which thermal effects modify the laser-plasma coupling via the ponderomotive potential with the $1 + \hat{g}$ correction (see above), the *rhs* of Eq. (4) is modified: additional terms coming from $g(k)$ have to be taken into account via the integration over the speckle correlation function[16].

In order to determine the cumulative action of the ponderomotive force from numerous speckles it is useful to introduce a scale separation between the mean values and the fluctuation of the fluid quantities, namely for the momentum $\vec{p}_\perp = \langle \vec{p}_\perp \rangle + \delta \vec{p}_\perp$ in Eqs. (3). This results[11, 16] in reduction of the averaged fluid momentum as a function of time, due to the collective action of speckles. The slowing down of the plasma flow can be described in terms of a drag force by ignoring the averages of fluctuating terms except in the last term on the *rhs* of Eq. (3). This leads to equations for the averages $\langle \vec{p}_\perp \rangle$ and $\langle n \rangle$,

$$\partial_t \langle \vec{p}_\perp \rangle + \nabla_\perp \cdot (\langle \vec{p}_\perp \rangle \langle \vec{v}_\perp \rangle) = -\alpha \langle \vec{p}_\perp \rangle - c_s^2 \nabla_\perp \left(\ln \langle n/n_0 \rangle + \frac{\langle U \rangle}{T_e} \right) \quad \text{with} \quad \alpha = 4\beta \frac{c_s}{F\lambda} \left(\frac{\langle U \rangle}{T_e} \right)^2 \frac{f(\mathcal{M}, \nu_{ia})}{\mathcal{M}} \quad (5)$$

where $\alpha \propto \partial_z \langle \theta \rangle$ is the drag coefficient. We assume an idealized laser beam whose spatial envelope is a slab, varying in the y -direction, and assume flow in positive y -direction with the (local) Mach number $\mathcal{M} \equiv \langle v_y \rangle / c_s > 1$ at $y = 0$. The density profile is initially unperturbed, but the ponderomotive force inside the speckle pattern acts on the plasma. The drag effect, as described above, leads to the deceleration of supersonic flow, transitioning it from the supersonic to subsonic flow regime. The latter gives rise to the shock formation. Combining steady state flow, Eq. (5), and the continuity equation, yields the relation

$$(\langle \vec{v}_\perp \rangle \cdot \nabla_\perp) \langle \vec{v}_\perp \rangle + c_s^2 \nabla_\perp \ln \langle n/n_0 \rangle + \alpha \langle \vec{v}_\perp \rangle = -c_s^2 \nabla_\perp \langle U \rangle / T_e \quad (6)$$

where the source term can be neglected because it involves taking a derivative of the averaged ponderomotive potential which has no speckle structure. For the isothermal case without the correction for thermal transport,

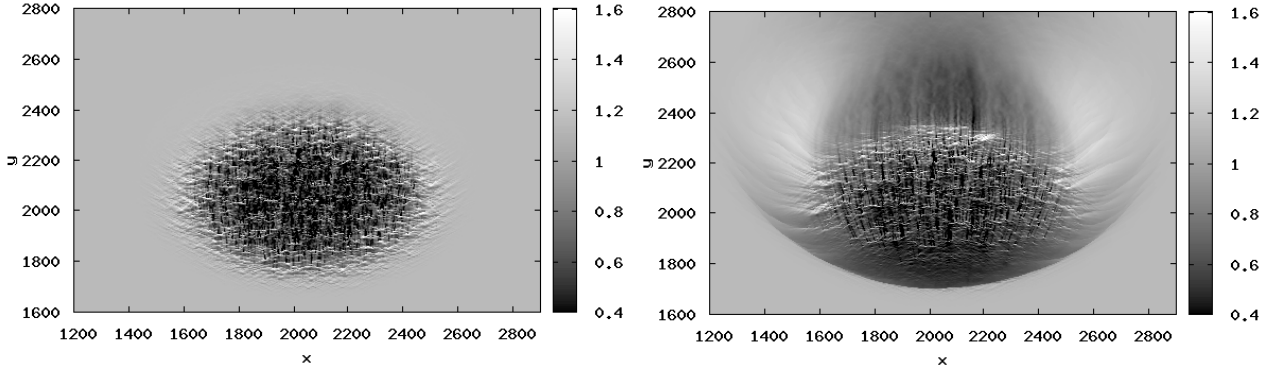


Figure 2: Cross sections from a simulation showing the plasma flow v_y/c_s (see bar with gray scale) in x and y , in units of the laser wave length λ . Left: at early time, showing laser speckle imprint. Right: late time with already developed shock front departing from the laser speckle pattern. Incoming flow at $M=1.2$ (from below).

the homogeneous part of Eq. (6) can be rewritten in terms of the Mach number \mathcal{M} yielding together with Eq. (4) and $\nabla_{\perp} \rightarrow \partial_y$,

$$\frac{d}{dy} \left(\mathcal{M} + \frac{1}{\mathcal{M}} \right) = -\frac{2\beta}{F\lambda} \left(\frac{\langle U \rangle}{T_e} \right)^2 \frac{1}{\mathcal{M}^2 \sqrt{\mathcal{M}^2 - 1}} \quad \text{yielding} \quad \frac{y_{sonic}}{y_p} = \frac{1}{2\beta} \int_1^{\mathcal{M}} (\mathcal{M}^2 - 1)^{3/2} d\mathcal{M} \quad (7)$$

which determines the position y_{sonic} , at which the incoming super-sonic flow is decelerated to sonic velocity. The integral in (7) is simply a function of the Mach number M of the incoming flow. The position y_{sonic} depends on the value of M , and it defines the plasma penetration depth within the laser beam necessary for the onset of shock formation; y_{sonic} scales with $y_p = F\lambda / (\frac{\langle U \rangle}{T_e})^2$, i.e. with the speckle correlation length, $F\lambda/\beta$ and is inversely proportional to the square of the ponderomotive potential.

For regimes in which thermal effects dominate the laser-plasma coupling, $\hat{g} > 1$, the y_{sonic} length will be modified with respect to Eq. (7).

3 Shock formation in numerical simulations with optically smoothed laser beams

We have performed numerical simulations with a conservative hydrodynamic scheme, based on the Clawpack package [22, 23] and adapted to a hot isothermal plasma [24] in two dimensions (2D). The ponderomotive potential of the laser beam with speckle structure, taken in a single cross section close to the laser beam focus was applied as source term in Eq. (2). For these simulations an initially homogeneous electron density of $n_e = 0.1n_c$ is assumed where n_c is the critical density. The simulations are performed in dimensionless units, where spatial coordinates are normalized to the laser wavelength λ and time is measured in λ/c_s . The ion sound speed, c_s , reads in practical units as $\sim 0.3\mu\text{m}/\text{ps} \times \sqrt{ZT(\text{keV})/A}$.

For the smoothed laser beams we have used the focusing F-number $F=8$. The spatial domain was resolved with 4096×4096 mesh points. For the typical laser wave length of $\lambda = 0.351\mu\text{m}$ this corresponds to a spatial resolution of $dx = dy = 0.483\mu\text{m}$ for a domain size defined by $L_x = L_y = 1.977\text{mm}$.

The spatial incoherence of laser beams is introduced using the top hat model for the Random Phase Plates (RPP) [25]. For the beam intensity distribution within the $x-y$ -plane inside the plasma, the corresponding

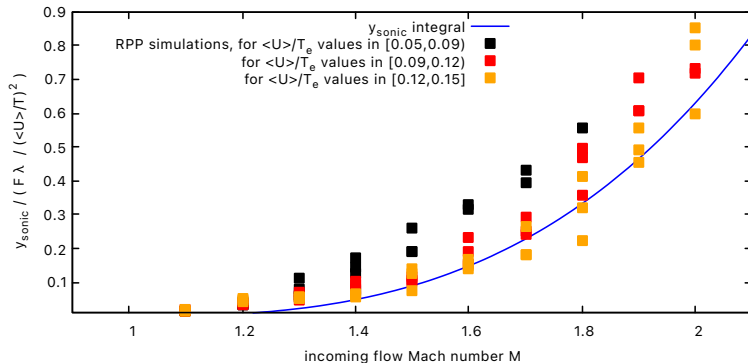


Figure 3: Comparison between the scaled position y_{sonic} from simulations (data points) and from Eq. (7).

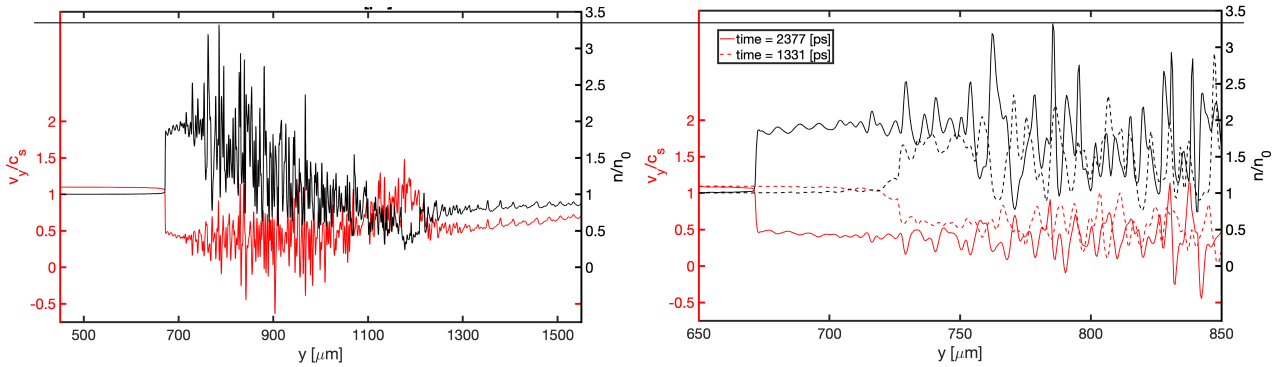


Figure 4: Density and flow profiles, n_1/n_0 (in black) and v_y/c_s (red colour), respectively, along the y -axis across the beam propagation and along the incoming supersonic flow, here $M = 1.2$ taken at the central cut of the laser beam cross section. Left: profiles across the entire laser beam speckle pattern taken at late time, $t = 2.38\text{ns}$, right: profiles zoomed around the shock emerging from the speckle pattern, $y \sim 700\mu\text{m}$, taken at two instants, $t = 1.33\text{ns}$ and later $t = 2.38\text{ns}$. Spatial units in μm for $\lambda = 0.351\mu\text{m}$.

near field configuration at the focusing lens is composed of elements with a random phase $\phi(\vec{k})$, i.e. 0 or $\pi/2$ (RPP), and a constant amplitude $|E(\vec{k})|$ for $|\vec{k}| \leq k_0/(1 + 4F^2)^{1/2}$ (and 0 outside) with $k_0 = 2\pi/\lambda$ for the laser wavenumber. The laser electric field in the interaction zone, where the plasma is situated, is computed via the Fourier transform of $E(\vec{k}_\perp) \exp(ik_\perp^2 z/2k_0)$. The cross-section of the speckle patterns produced by such disk-shaped RPP beams are seen in the ponderomotively induced flow velocity (v_y/c_s) perturbations in Fig. 2, left subplot. In the same figure, right subplot, a smooth shock front emerges from the region dominated by the beam speckle pattern.

In an early stage of shock formation, the position y_{sonic} at which the flow transitions from the super- ($y < y_{sonic}$) to the sub-sonic ($y > y_{sonic}$) velocity appears inside and close to the edge of the laser beam cross section with a speckle structure. This position y_{sonic} has been determined from a set of simulations with RPP-smoothed laser beams by varying the amplitude of $\langle U \rangle/T_e$ and the incoming flow Mach number M . The comparison with the theory developed in the preceding section, Eq. (7), blue line, shows good agreement between simulations and the model, and confirms the scaling with $y_p = F\lambda/(\langle U/T_e \rangle)^2$. Different colours distinguish data points with different ponderomotive coupling strength, see legend.

The shock front that emerges from the beam cross section, as seen in Fig. 2, right subplot, can be quantified by determining the density and flow speed jumps, n_1/n_0 , and v_y/c_s , respectively.

At the major laser facilities dedicated to ICF and to laser-plasma interaction experiments, spatio-temporal smoothing techniques are used, in particular Smoothing by Spectral Dispersion (SSD)[26, 27] such as at the US National Ignition Facility (NIF), the Omega laser at the U. of Rochester and the French Laser MégaJoule (LMJ). SSD makes use of a bandwidth in the laser pulse in combination with a grating that leads to the motion of speckles [28], which is in contrast to the steady state speckle pattern for the case of RPP. While SSD can be implemented both transversely and longitudinally[29], we restrict ourselves here to transverse SSD as implemented on the NIF.

In a first stage of SSD, sinusoidal phase modulations to the pulse introduce bandwidth before the beam passes through a dispersion grating tilting the pulse front. The electric field at the lens can be written as $\mathbf{E}(y, t) = \frac{1}{2}\mathbf{E}_0(y, t) \exp\{i[\omega_0 t + \delta_m \sin(\omega_m t + 2\pi N_{cc} y/w_y) + \phi_0]\} + c.c.$ where ω_0 is the central laser frequency, ϕ_0 the initial phase, ω_m the modulation frequency, δ_m the modulation depth, N_{cc} is the number of colour cycles and w_y is the beam width in y direction. The resulting total bandwidth of the laser pulse $\Delta\omega \approx 2\delta_m\omega_m$ which is still small relative to the ω_0 . The value of δ_m has to be multiplied by 3 for frequency-tripled laser pulses ($\lambda = 0.351\mu\text{m}$).

In our simulations applying the spatio-temporal smoothing technique SSD, we observe very similar evolution of the shock front departing from the laser beam cross section, as seen for the case of RPP. Please consult Ref. [21] for details that distinguish RPP and SSD as far as the y_{sonic} position is concerned. The results shown in Fig. 4 correspond even to the case of SSD with $3 \times \delta_m = 1.8$ and $\omega_m = 17\text{GHz}$. They are in qualitative agreement with RPP simulations but for the same parameters M and $\langle U \rangle/T_e$, SSD tends to produce stronger shocks, as shown in Fig. 5, which summarizes results from a set of RPP and SSD simulations by varying M and $\langle U \rangle/T_e$, left subplot.

4 Shock strength and shock speed: simulations vs. theory

The results of our set of simulations for cases with pure spatial and with spatio-temporal smoothing, RPP and SSD, respectively, are shown in Fig. 5, both for the shock strength in terms of the density jump across the shock

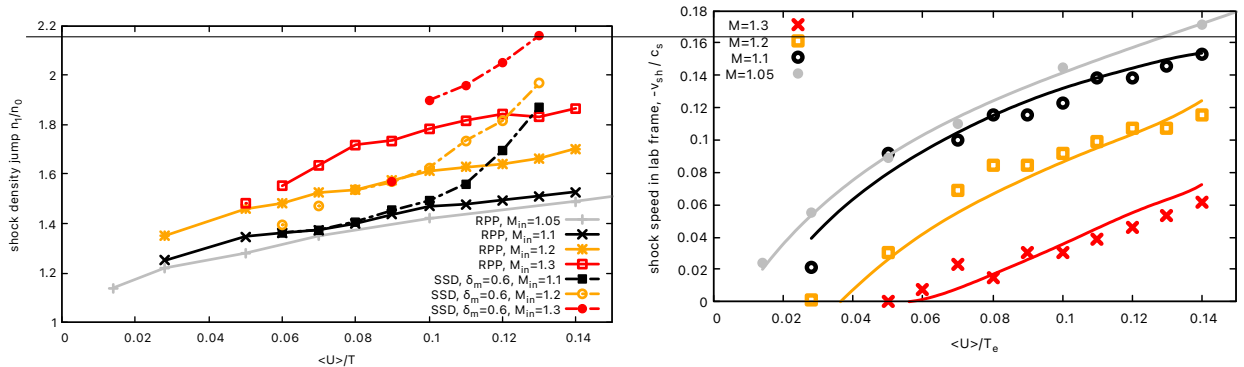


Figure 5: Left: Shock density jump, for both RPP and SSD cases, right: RPP only, speed of the shock front after outbreak from the beam cross section, dots for simulations, lines from Eq. (8), both as a function of the normalized ponderomotive potential $\langle U \rangle / T_e$ for different values Mach number of the incoming flow, M .

front, n_1/n_0 , and the shock speed in the laboratory frame v_{sh}/c_s . Both sets of values are determined from the shock front evolution as shown in Fig. 4. The speed of the emerging shock depends on the ponderomotive force and can be determined by integrating Eq. (6) from the upstream region of unperturbed plasma over the shock front into the region of the speckle pattern. It yields for the cases of RPP, without temporal smoothing (i.e. not for SSD), the following relation between the density jump n_1/n_0 , the ponderomotive potential $\langle U \rangle / T_e$, Mach number of the incoming flow, and the shock speed in the laboratory frame,

$$\left(M - \frac{v_{sh}}{c_s} \right)^2 = 2 \frac{\langle U \rangle / T_e + \ln(n_1/n_0)}{1 - (n_1/n_0)^{-2}}. \quad (8)$$

for the derivation of which we have used the continuity equation in the shock frame. The data points in the right subplot of Fig. 5 correspond to the values directly deduced from the simulations, by inspecting the advancing shock front for each case. The lines in Fig. 5 have been deduced from our model, Eq. (8), that takes into account the ponderomotive action of the laser beam on the plasma flow. For the evaluation of expression Eq. (8) we have used the values for the density jumps (reported in the left subplot of Fig. 5) from our simulations in order to determine $-v_{sh}/c_s$, as shown in the lines of the right subplot of Fig. 5.

Assuming that a smooth shock front develops, cf. Fig. 2, and can propagate outside the beam cross section, the shocks should obey the Rankine-Hugoniot relations, resulting from continuity, momentum, and energy balance in the frame of the shock, see e.g. [30].

For an isothermal plasma, as considered in our simulations, we disregard the internal energy relations on both sides of the shock. For this case, the sound speed is the same on both sides, such that the simplified Rankine-Hugoniot relations result in $n_1/n_0 = \mathcal{M}_0^2 = \mathcal{M}_1^{-2}$ together with $\mathcal{M}_0 \mathcal{M}_1 = 1$, in the shock frame (!), with '0' for upstream, unperturbed, and '1' and downstream. The resulting density jump is then essentially a function of the Mach numbers, relating $\mathcal{M}_1^2 = M^2$ to the incoming flow, and to the shock speed v_{sh} in the laboratory frame as $-v_{sh}/c_s = \sqrt{n_1/n_0} - M$. This implies that the formation of a shock propagating against the incident flow ($-v_{sh} > 0$) can only occur for a sufficiently high density jump, namely $n_1/n_0 > M^2$; consequently for $M = 1.05, 1.1, 1.2$, and 1.3 this means that shocks should not be able to leave the laser beam cross-section and propagate freely unless $n_1/n_0 > 1.10, 1.21, 1.44$, and 1.69 , respectively. This explains also why the simulation data shown in Fig. 8 for $M = 1.3$ are incomplete for smaller $\langle U \rangle / T_e$ values. Consequently, the data points for $M = 1.3$ and $\langle U \rangle / T_e < 0.08$ have large uncertainty associated with their values. At the same time, as shown in Fig. 5, the strength of the shock in terms of the jump conditions increases with M , as a consequence of the condition $n_1/n_0 > M^2$, and increases with the cumulative action of the ponderomotive force in the beam speckles, $\propto \langle U \rangle / T_e$.

It is important to note that the time required to observe a shock emerging out of the laser beam cross-section can be very long, beyond the run time of our simulations, because of the low shock speed. This trend of lower shock speeds, but at the same time higher shock strengths, increases with the incoming Mach number as seen in Fig. 8.

5 Conclusion

Optically smoothed laser beam with speckle structure can lead to the formation of macroscopic shocks emerging from the beam cross section in presence of incoming flow that has a supersonic speed perpendicular to the laser beam propagation axis. The shock that forms in the direction against the incoming supersonic flow results from the cumulative action due to the ponderomotive force from the laser speckle ensemble of smoothed beam. The characteristic distance of plasma penetration across the randomized laser beam required for the flow to

slow-down to subsonic velocity and form a shock, given by Eq. (7), is an indicator for the likelihood of shock generation.

The emergence of such shocks can occur when smoothed laser beams propagate through hot expanding plasmas with at least slightly supersonic flow, and when such beams are subject to bending together with the resulting momentum change induced by the redirected laser light. Such scenarios are likely to occur in laser generated plasmas in the context of laser-driven ICF, both for the indirect- and the direct-drive schemes.

Based on our simulations with RPP beams for the average laser intensity $I = 2 \times 10^{15}$ W/cm², $F\lambda=1\mu\text{m}$ and electron temperature $T_e=2$ keV, resulting in the normalized ponderomotive potential $\langle U \rangle / T_e \approx 0.011$, and an incoming flow velocity corresponding to $1.05 \leq M_{in} \leq 1.2$, we find that the distance y_{sonic} to shock formation within the laser is approximately $0.05-0.1 F\lambda / (\langle U \rangle / T_e)^2$ (see Fig. 3), i.e. approximately 400-810 μm . The estimated time to observe such a shock, would be roughly 1.3-2.7 ns. Hence, within the square cross section of 400 $\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$ or 810 $\mu\text{m} \times 810\mu\text{m}$ of the laser beam with an average intensity $I = 2 \times 10^{15}$ W/cm² will require the energy of 9kJ or 36kJ, respectively.

In the current work, we have restricted ourselves to the case of an isothermal plasma without any effects from local or non-local heat transport and collisional plasma heating. The latter may play a role in cases of non-uniform heating and/or transport mechanisms with electron mean free paths comparable or beyond the speckle size. This may be of importance for plasma electron temperatures below 1keV. Currently we study the shock generations taking into account such processes, both by considering the enhancement of the speckle structure and its ponderomotive force following adequate models[17] and by performing numerical simulations taking into account collisional absorption and thermal transport.

Acknowledgments

SH acknowledges the access granted to the French HPC resources of IDRIS under the allocations A0100500573 and AD010500573R1 by GENCI, as well as the support by the CPHT computer team. AM and WR acknowledge support from the Digital Research Alliance of Canada and support from the U.S. Department of Energy Contract number: DE-NA0004144. This work was performed under the auspices of the U.S. Department of Energy by Lawrence Livermore National Laboratory under Contract DE-AC52-07NA27344 and by LLNL's WPD, ICF Program's Academic Collaboration Teams's University Program (ACT-UP) under Subcontract No. B645970.

6 References

- [1] W. L. Kruer, S. C. Wilks, B. B. Afeyan, and R. K. Kirkwood, "Energy transfer between crossing laser beams," *Phys. Plasmas*, vol. 3, no. 1, pp. 382–385, 1996.
- [2] R. K. Kirkwood, B. B. Afeyan, W. L. Kruer, B. J. MacGowan, J. D. Moody, D. S. Montgomery, D. M. Pennington, T. L. Weiland, and S. C. Wilks, "Observation of energy transfer between frequency-mismatched laser beams in a large-scale plasma," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 2065–2068, Mar 1996.
- [3] V. V. Eliseev, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, and C. E. Capjack, "Interaction of crossed laser beams with plasmas," *Physics of Plasmas*, vol. 3, pp. 2215–2217, 06 1996.
- [4] P. Michel, L. Divol, E. A. Williams, S. Weber, C. A. Thomas, D. A. Callahan, S. W. Haan, J. D. Salmonson, S. Dixit, D. E. Hinkel, M. J. Edwards, B. J. MacGowan, J. D. Lindl, S. H. Glenzer, and L. J. Suter, "Tuning the implosion symmetry of icf targets via controlled crossed-beam energy transfer," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 025004, 2009.
- [5] P. Michel, L. Divol, E. A. Williams, C. A. Thomas, D. A. Callahan, S. Weber, S. W. Haan, J. D. Salmonson, N. B. Meezan, O. L. Landen, S. Dixit, D. E. Hinkel, M. J. Edwards, B. J. MacGowan, J. D. Lindl, S. H. Glenzer, and L. J. Suter, "Energy transfer between laser beams crossing in ignition hohlraums," *Phys. Plasmas*, vol. 16, no. 4, p. 042702, 2009.
- [6] A. Colaïtis, S. Hüller, D. Pesme, G. Duchateau, and V. T. Tikhonchuk, "Crossed beam energy transfer: Assessment of the paraxial complex geometrical optics approach versus a time-dependent paraxial method to describe experimental results," *Physics of Plasmas*, vol. 23, no. 3, p. 032118, 2016.
- [7] J. Candy, W. Rozmus, and V. T. Tikhonchuk, "Nonlinear ion waves driven by the periodic ponderomotive force," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, pp. 1889–1892, Oct 1990.
- [8] S. Hüller, "Stimulated brillouin scattering off nonlinear ion acoustic waves," *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, vol. 3, no. 12, pp. 3317–3330, 1991.
- [9] H. A. Rose, "Saturation of stimulated brillouin scatter by self-consistent flow profile modification in laser hot spots," *Physics of Plasmas*, vol. 4, no. 2, pp. 437–446, 1997.

- [10] D. E. Hinkel, E. A. Williams, and C. H. Still, “Laser beam deflection induced by transverse plasma flow,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 1298–1301, Aug 1996.
- [11] H. A. Rose, “Laser beam deflection by flow and nonlinear self-focusing,” *Physics of Plasmas*, vol. 3, no. 5, pp. 1709–1727, 1996.
- [12] J. D. Moody, B. J. MacGowan, D. E. Hinkel, W. L. Kruer, E. A. Williams, K. Estabrook, R. L. Berger, R. K. Kirkwood, D. S. Montgomery, and T. D. Shepard, “First optical observation of intensity dependent laser beam deflection in a flowing plasma,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 1294–1297, Aug 1996.
- [13] B. Bezzerides, “Intrinsic bending of a laser beam in a flowing plasma,” *Physics of Plasmas*, vol. 5, no. 7, pp. 2712–2720, 1998.
- [14] H. A. Rose and S. Ghosal, “Effect of smoothing by spectral dispersion on flow induced laser beam deflection: The random phase modulation scheme,” *Physics of Plasmas*, vol. 5, no. 3, pp. 775–781, 1998.
- [15] S. Ghosal and H. A. Rose, “Two-dimensional plasma flow past a laser beam,” *Physics of Plasmas*, vol. 4, no. 7, pp. 2376–2396, 1997.
- [16] S. Ghosal and H. A. Rose, “Effect of induced spatial incoherence on flow induced laser beam deflection: Analytic theory,” *Physics of Plasmas*, vol. 4, no. 12, pp. 4189–4191, 1997.
- [17] H. A. Rose and D. F. DuBois, “Modification of stimulated Brillouin, saturated Raman scattering and strong Langmuir turbulence by nonlocal heat transport,” *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, vol. 4, pp. 1394–1396, 06 1992.
- [18] R. W. Short, R. Bingham, and E. A. Williams *Phys. Fluids*, vol. 25, no. 12, pp. 2302–2303, 1982.
- [19] A. J. Schmitt, “The effects of plasma flow on thermal and ponderomotive light filamentation,” *Physics of Fluids B*, vol. 1, no. 6, pp. 1287–1294, 1989.
- [20] C. Ruyer, P. Loiseau, G. Riazuelo, R. Riquier, A. Debayle, P. E. Masson-Laborde, and O. Morice, “Accounting for speckle-scale beam bending in classical ray tracing schemes for propagating realistic pulses in indirect drive ignition conditions,” *Matter and Radiation at Extremes*, vol. 8, no. 2, p. 025901, 2023.
- [21] J. D. Ludwig, S. Hüller, H. A. Rose, C. Bruulsema, W. Farmer, P. Michel, A. L. Milder, G. F. Swadling, and W. Rozmus, “Shock formation in flowing plasmas by temporally and spatially smoothed laser beams,” *Physics of Plasmas*, vol. 31, no. 3, p. 032103, 2024.
- [22] R. J. L. Vecque, “Wave propagation algorithms for multidimensional hyperbolic systems,” *J. Comp. Phys.*, vol. 131, no. CP965603, pp. 327–353, 1997.
- [23] R. J. LeVeque, *Numerical Methods for Conservation Laws*. Birkhauser Basel, 1992.
- [24] S. Hüller, P. E. Masson-Laborde, D. Pesme, M. Casanova, F. Detering, and A. Maximov, “Harmonic decomposition to describe the nonlinear evolution of stimulated brillouin scattering,” *Phys. Plasmas*, vol. 13, no. 2, p. 022703, 2006.
- [25] H. A. Rose and D. F. DuBois, “Statistical properties of hot spots produced by a random phase plate,” *Phys. Fluids B*, vol. 5, pp. 590–596, 1993.
- [26] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, and J. M. Soures, “Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light,” *Journal of Applied Physics*, vol. 66, no. 8, pp. 3456–3462, 1989.
- [27] T. R. Boehly, V. N. Goncharov, O. Gotchev, J. P. Knauer, D. D. Meyerhofer, D. Oron, S. P. Regan, Y. Srebro, W. Seka, D. Shvarts, S. Skupsky, and V. A. Smalyuk, “Optical and plasma smoothing of laser imprinting in targets driven by lasers with SSD bandwidths up to 1 THz,” *Physics of Plasmas*, vol. 8, pp. 2331–2337, 05 2001.
- [28] F. Walraet, G. Bonnaud, and G. Riazuelo, “Velocities of speckles in a smoothed laser beam propagating in a plasma,” *Physics of Plasmas*, vol. 8, no. 11, pp. 4717–4720, 2001.
- [29] A. Fusaro, R. Collin, G. Riazuelo, P. Loiseau, O. Thauvin, and D. Penninckx, “On the improvement of smoothing by spectral dispersion efficiency for laser–plasma interaction,” *Physics of Plasmas*, vol. 31, p. 012110, 01 2024.
- [30] J. Spurk and N. Aksel, *Fluid Mechanics*. Springer International Publishing, 2019.

Plasmonique et plasmas non-linéaires

Antenne Plasma Miniature en Bande VHF/UHF *Electrically Small Plasma-Based Antenna in VHF/UHF Band*

R. Pascaud¹, V. Laquerbe^{1,2}, A. Laffont^{1,2,3}, M. Juste^{1,2,3}, C. Cailhol¹, G. Hagelaar², T. Callegari², L. Liard², O. Pascal², R. Maisonny³, S. Vauchamp³, C. Pouant³, J.-P. Adam³ et P. Pouliguen⁴

¹ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, France, romain.pascaud@isae-superaero.fr

²LAPLACE, Université de Toulouse, France

³CEA, Gramat, France

⁴DGA, AID, France

Mots clés : Plasma, Antenne, Plasmonique – Plasma, Antenna, Plasmonic.

Résumé/Abstract

Une antenne plasma miniature en bande VHF/UHF est présentée. Cette antenne consiste en une sonde coaxiale électriquement petite placée au-dessus d'un plan de masse et entourée d'une décharge plasma hémisphérique d'un rayon bien inférieur à la longueur d'onde de fonctionnement. La décharge plasma, alimentée par radiofréquences (RF), se comporte comme un résonateur à permittivité diélectrique négative associé à un rayonnement électromagnétique intense malgré sa petite taille électrique. Plus particulièrement, un phénomène d'adaptation d'impédance est observé avec un rayonnement omnidirectionnel à polarisation linéaire pour un gain maximal proche de 0 dBi.

A gaseous plasma-based electrically small antenna (ESA) in the VHF/UHF band is presented. This antenna consists of an electrically small coaxial probe placed above a ground plane and surrounded by a hemispherical plasma discharge of radius much smaller than the operating wavelength. The radio-frequency (RF)-driven plasma discharge behaves as a negative dielectric permittivity resonator associated with intense electromagnetic radiation despite its small electrical size. More particularly, an impedance matching phenomenon is observed with a linearly polarized omnidirectional radiation and a maximum gain approaching 0 dBi.

1 Introduction

Le plasma est un gaz contenant des électrons et des ions dans des proportions telles qu'il reste globalement électriquement neutre. Sa permittivité relative ϵ_p est généralement décrite par le modèle de Drude [1]

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad \text{avec } \omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1)$$

où ω_p est la fréquence angulaire du plasma, ν la fréquence de collision électron-neutre, e la charge de Coulomb, n_e la densité électronique, m_e la masse de l'électron et ϵ_0 la permittivité du vide.

Le plasma a déjà montré des caractéristiques prometteuses pour la conception d'antennes radiofréquences et micro-ondes [2-10]. Dans ce contexte, le plasma est généralement utilisé comme un bon conducteur électrique [2-7], ou comme un milieu diélectrique de permittivité relative comprise entre 0 et 1 [8-10]. En négligeant les collisions, ces deux comportements du plasma sont obtenus lorsque $\omega \ll \omega_p$ ou $\omega > \omega_p$, respectivement.

Récemment, une antenne plasma miniature basée sur le concept théorique suggéré dans [11] et [12], a été proposée et étudiée expérimentalement dans la bande VHF/UHF [13]. Dans ce cas, le plasma ne se comporte ni comme un bon conducteur électrique ni comme un diélectrique, mais plutôt comme un mauvais conducteur électrique également appelé matériau à permittivité négative (*i.e.*, ENG pour Epsilon NeGative). L'antenne consiste alors en une sonde coaxiale électriquement petite couplée à une décharge plasma hémisphérique de dimensions inférieures à la longueur d'onde qui joue le rôle de résonateur ENG. L'intensification du rayonnement électromagnétique de cette antenne miniature a bien été mise en évidence expérimentalement et associée à un phénomène de résonance du plasma [13].

Si quelques antennes miniatures similaires ont été étudiées numériquement [14-17] et expérimentalement [18]-[22], aucun de ces travaux n'a fourni de résultats de mesure des performances réelles de l'antenne (*i.e.*, adaptation d'impédance, diagrammes de rayonnement, polarisation, gain et efficacité).

Cette communication présente les premières caractéristiques jamais mesurées pour une telle antenne.

2 Prototype

La Figure 1 présente le prototype réalisé. Il se compose d'une décharge plasma d'une dimension inférieure à la longueur d'onde dans la bande VHF/UHF, couplée à une sonde coaxiale elle aussi électriquement petite. Le plasma est confiné dans une cloche en verre hémisphérique de rayon intérieur de $102,5\text{ mm}$ et d'épaisseur de $5,5\text{ mm}$. Il est généré dans un mélange de néon avec 1 % de xénon à une pression de 10 mTorr (i.e., $1,33\text{ Pa}$). Une pression de gaz aussi faible permet de réduire les pertes dans le plasma en diminuant la fréquence de collision électron-neutre. La sonde coaxiale, de rayon $0,8\text{ mm}$ et de longueur 50 mm , permet le couplage du signal micro-onde VHF/UHF avec la décharge. Le plan de masse circulaire possède un rayon de 1 m .

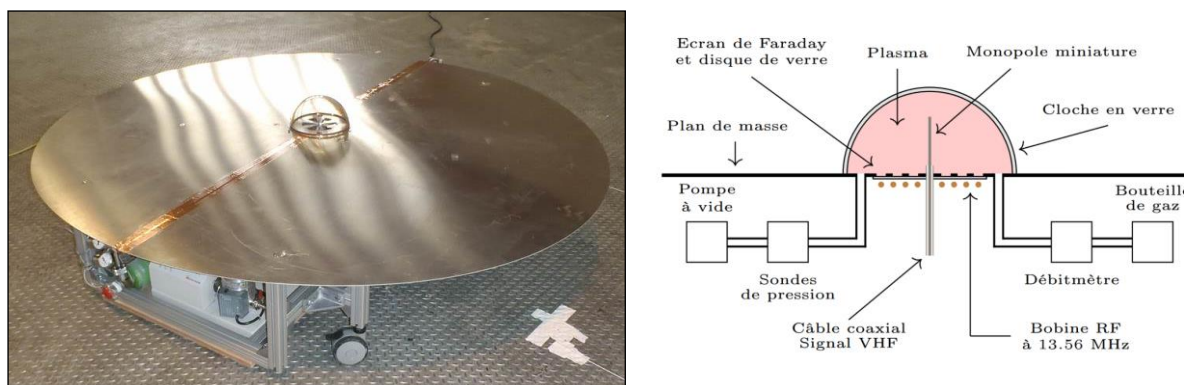


Figure 1 : Photo (plasma éteint) et schéma du prototype de l'antenne plasma miniature

Outre l'antenne, le système expérimental comprend également plusieurs dispositifs permettant d'allumer et d'entretenir le plasma. Ces dispositifs sont répartis sous le plan de masse circulaire. Ainsi, la décharge est allumée et entretenue par couplage inductif à $13,56\text{ MHz}$ à l'aide d'une bobine RF en spirale placée sous le plan de masse métallique [23]. Un écran de Faraday a été usiné dans le plan de masse pour permettre un couplage inductif efficace entre la bobine RF et la décharge plasma [24]. Sa conception radiale, utilisant des fentes sub-longueur d'onde, empêche la perturbation des courants d'antenne induits dans le plan de masse puisqu'ils restent parallèles aux fentes.

Au final, le système de contrôle du gaz et la source d'allumage du plasma sont placés sous le plan de masse de l'antenne, contrairement à d'autres mises en œuvre proposées dans la littérature [20]. Il convient de noter qu'une utilisation opérationnelle d'une telle antenne nécessitera à terme une enceinte en verre hémisphérique scellée remplie d'un gaz donné à une pression spécifiée, comme c'est le cas dans les lampes fluorescentes par exemple.

3 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de cette antenne miniature plasma repose sur le concept de résonance plasmonique de surface localisée (LSPR en anglais). Cette résonance est un phénomène physique qui peut se produire pour des objets conducteurs très petits par rapport à la longueur d'onde de l'excitation électromagnétique incidente [25]. En optique, la LSPR est obtenue avec des nanoparticules métalliques et parfois utilisée pour construire des antennes optiques [26].

Habituellement, la condition de résonance est déterminée en résolvant un problème de diffusion électromagnétique dans l'approximation quasi-statique, soit pour des objets dont la taille électrique tend vers 0. Pour une particule sphérique sans perte, on obtient sa résonance plasmonique lorsque sa permittivité relative est exactement égale à -2 , soit un milieu faiblement conducteur [25].

Bien que ce modèle quasi-statique fournisse des informations sur le comportement global de la LSPR, il le fait avec une vue macroscopique du problème en utilisant des paramètres globaux tels que la permittivité relative ϵ_p . On perd alors la signification physique de cette résonance. Nous avons donc proposé un modèle d'oscillateur harmonique pour étudier l'intensification du rayonnement produit par une sphère de plasma gazeux sub-longueur d'onde [17]. Malgré sa simplicité, ce modèle permet de comprendre la dynamique des électrons du plasma à l'échelle mésoscopique lors de la résonance et, ainsi, d'apporter une nouvelle perspective au développement d'antennes plasmas miniatures efficaces. Les principaux résultats obtenus avec ce modèle sont rappelés ici.

- Dans une décharge plasma de dimension inférieure à la longueur d'onde, des oscillations collectives de ses électrons libres apparaissent lorsqu'ils sont soumis à un champ électromagnétique incident.

- Le phénomène de résonance plasmonique de surface localisée est plus particulièrement une résonance de ces oscillations collectives qui conduit à un courant électrique volumique important et donc à un champ électromagnétique rayonné intense malgré la petite taille électrique du plasma.
- La fréquence de résonance dépend principalement de la densité d'électrons n_e et des pertes dans le plasma ν . Dans le cas particulier d'une sphère de plasma homogène de taille électrique nulle, la condition de résonance est

$$\omega = \frac{\omega_p^2}{3} \left(\frac{\omega_p^2}{3} - \frac{\nu^2}{2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

soit $\omega = \omega_p/\sqrt{3}$ pour $\nu = 0$ Hz. En combinant les équations (2) et (1), on retrouve la condition de résonance $\epsilon_p = -2$ pour un milieu décrit par le modèle de Drude.

- La fréquence de résonance est également fonction de la géométrie du plasma et des propriétés du champ électromagnétique incident.
- Le champ électromagnétique rayonné est plus faible lorsque les pertes dans le plasma ν augmentent en raison de la dissipation d'énergie dans le plasma.
- La résonance tend à disparaître pour une grande taille électrique du plasma car les électrons n'y oscillent plus de manière cohérente.

En pratique, le plasma n'est pas uniforme en densité électronique et la condition $\omega \approx \omega_p/\sqrt{3}$ donne ainsi une estimation de la densité d'électrons nécessaire pour observer le phénomène LSPR sur une gamme de fréquences. Le prototype d'antenne plasma miniature a été dimensionné de manière à ce que ses fréquences de résonance se situent entre 200 et 400 MHz.

4 Résultats de mesure

Pour mesurer avec précision les performances de rayonnement d'une antenne, celle-ci est généralement placée dans une chambre anéchoïque. Cependant, en raison de la taille et du poids du prototype, cette option n'était pas réalisable avec nos installations d'essai. L'antenne a donc été caractérisée dans un bâtiment aux murs en bois et au sol métallique. L'antenne et son plan de masse circulaire ont été placés sur le sol métallique à une hauteur de 41 cm pour répartir les équipements associés à l'antenne sous son plan de masse. A noter que l'ensemble peut tourner autour de son axe grâce à une plaque tournante reliée à l'antenne et au sol.

Tout au long des mesures de rayonnement, l'antenne a été alimentée par un analyseur de réseau vectoriel (VNA en anglais). Un capteur de champ électrique triaxial monté sur un mât télescopique a été utilisé pour mesurer le signal reçu dans le champ lointain et évaluer ainsi le diagramme de rayonnement dans son plan d'élévation. La mesure du gain de l'antenne a été effectuée avec la méthode des trois antennes.

La Figure 2 montre par exemple le module du coefficient de réflexion mesuré, ou paramètre $|S_{11}|$, en fonction de la fréquence pour l'antenne avec et sans plasma. Lorsque le plasma est éteint, l'antenne est totalement désadaptée. Cependant, lorsqu'un plasma est allumé, l'adaptation d'impédance est observée avec un paramètre $|S_{11}|$ inférieur à -10 dB entre 240 et 304 MHz.

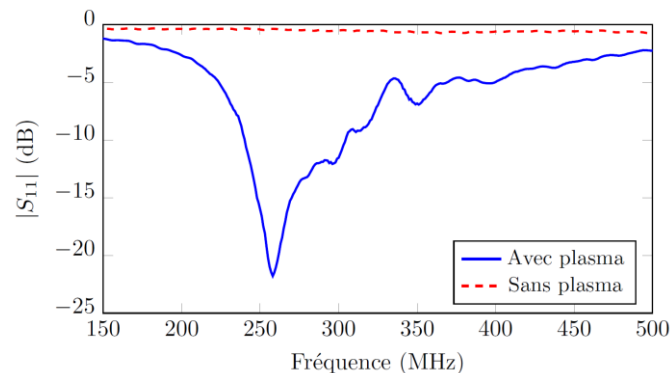


Figure 2 : Coefficient de réflexion mesuré de l'antenne plasma miniature

Ce comportement de résonance plasmonique est théoriquement associé à un rayonnement omnidirectionnel à polarisation linéaire par rapport à l'axe de la sonde coaxiale électriquement petite insérée dans le plasma [11,12,17]. La Figure 3 montre donc la mesure des diagrammes de rayonnement normalisés par rapport au maximum d'intensité à 300 MHz. Dans le plan azimutal, on peut observer la symétrie du diagramme de rayonnement ainsi que la polarisation linéaire. Quelques ondulations inférieures à 1.5 dB sont observées, certainement dues à des imperfections de mesure. En ce qui concerne le diagramme de rayonnement normalisé dans le plan d'élévation, on peut observer l'influence du plan de masse fini de la petite antenne électrique à base de plasma. En effet, la discontinuité entre le plan de masse et le sol métallique du bâtiment induit des ondulations sur les diagrammes.

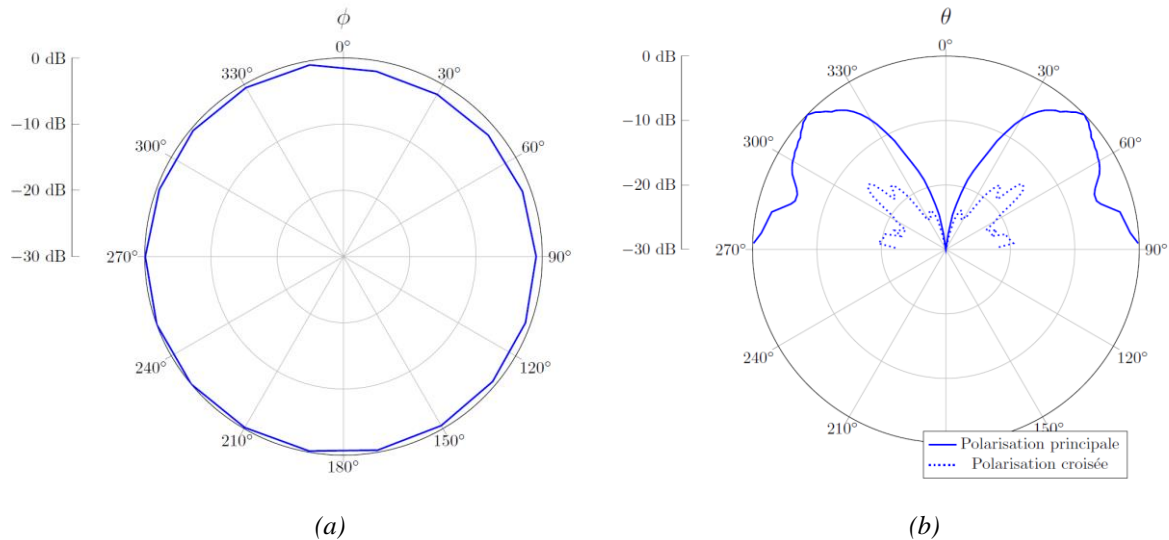


Figure 3 : Diagrammes de rayonnement normalisés par rapport au maximum d'intensité mesurés à 300 MHz de l'antenne plasma miniature dans les plans (a) d'azimut et (b) d'élévation

La Figure 4 montre le gain maximal mesuré en fonction de la fréquence. Il convient de noter que l'angle d'élévation θ pour lequel le gain est maximal dépend de la fréquence en raison des effets de diffraction sur le bord du plan de masse de l'antenne. Le gain de l'antenne est proche de 0 dBi entre 320 et 390 MHz. Par rapport au cas sans plasma, une augmentation du gain de plus de 15 dB est observée entre 214 et 391 MHz.

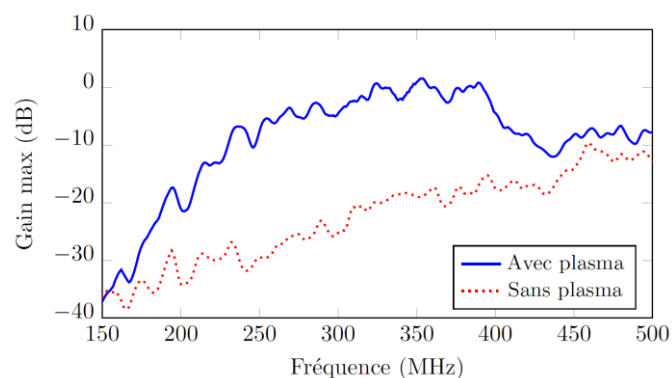


Figure 4 : Gain mesuré de l'antenne plasma miniature

Enfin, la Figure 5 montre l'efficacité du rayonnement η_{ray} de l'antenne en fonction de la fréquence.

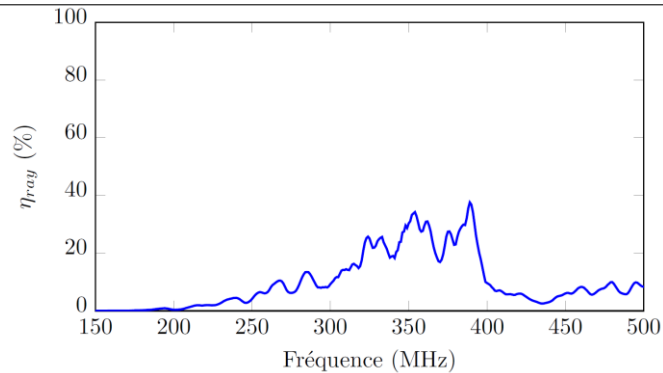


Figure 5 : Efficacité de rayonnement mesurée de l'antenne plasma miniature

Les résultats présentés mettent en évidence la capacité de rayonnement de cette antenne. Cependant, on peut remarquer que les fréquences auxquelles le gain est maximal ne correspondent pas aux fréquences pour lesquelles l'amplitude de son coefficient de réflexion est minimale. En effet, le paramètre $|S_{11}|$ est inférieur à -10 dB entre 240 et 302 MHz, alors que le gain maximal est d'environ 0 dBi entre 320 et 390 MHz. Dans cette dernière bande de fréquences, le paramètre $|S_{11}|$ est seulement inférieur à -4 dB, une valeur pour laquelle seulement 60 % de la puissance incidente aux bornes de l'antenne lui est effectivement transmise.

En comparant les paramètres η_{ray} et $|S_{11}|$, on constate que l'efficacité de rayonnement commence à croître dès que le coefficient de réflexion diminue. Par exemple, pour le coefficient de réflexion minimum observé à 258 MHz, une efficacité de rayonnement inférieure à 10 % est calculée. Elle augmente ensuite pour des fréquences légèrement plus élevées, et devient supérieure à 15 % sur la quasi-totalité de la bande de fréquence comprise entre 320 et 396 MHz. Dans cette bande de fréquences, le coefficient de réflexion ne descend pas en dessous de -7 dB tandis que l'efficacité approche 35 % à 354 MHz et 40 % à 389 MHz. L'analyse de ces résultats nous permet de confirmer que les fréquences auxquelles l'antenne rayonne le plus efficacement ne correspondent pas à celles où elle est le mieux adaptée en impédance. Ce résultat peut être dû au fait que le couplage entre la sonde coaxiale et le résonateur plasma n'est pas optimal.

5 Conclusion

Dans cette communication, les propriétés de rayonnement d'une antenne plasma miniature sont mesurées et présentées. En particulier, ses diagrammes de rayonnement ont été mesurés. Ils attestent du rayonnement omnidirectionnel avec polarisation linéaire de cette antenne. Il a également été montré que le gain maximal est proche de 0 dBi entre 320 et 390 MHz.

Bien que ces résultats démontrent les capacités de rayonnement de cette antenne, on peut observer que les fréquences associées au minimum de coefficient de réflexion ne correspondent pas à celles où le gain est maximal. Une optimisation du dispositif est encore nécessaire, mais elle nécessite le développement d'un modèle numérique fiable.

Au final, ces résultats confirment le potentiel de cette antenne plasma miniature, tant pour son intérêt scientifique que pour le développement de nouvelles antennes à base de plasma aux propriétés singulières.

6 Remerciements

Ce travail a été soutenu par la Direction Générale de l'Armement (DGA), l'Agence de l'Innovation de Défense (AID) et la Région Occitanie.

Références bibliographiques

- [1] Y. P. Raizer, Gas Discharge Physics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991.
- [2] G. G. Borg, J. H. Harris, N. M. Martin, D. Thorncraft, R. Milliken, D. G. Miljak, B. Kwan, T. Ng, and J. Kircher, "Plasmas as antennas: Theory, experiment and applications," Phys. Plasmas, vol. 7, no. 5, pp. 2198–2202, 2000.
- [3] J. P. Rayner, A. P. Whichello, and A. D. Cheetham, "Physical characteristics of plasma antennas," IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 32, no. 1, pp. 269–281, 2004.

- [4] I. Alexeff, T. Anderson, E. Farshi, N. Karnam, and N. R. Pulasani, "Recent results for plasma antennas," *Phys. Plasmas*, vol. 15, no. 5, p. 057104, 2008.
- [5] Y. Brelet, A. Houard, G. Point, B. Prade, L. Arantchouk, J. Carbonnel, Y.-B. André, M. Pellet, and A. Mysyrowicz, "Radiofrequency plasma antenna generated by femtosecond laser filaments in air," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 26, p. 264106, 2012.
- [6] M. T. Jusoh, O. Lafond, F. Colombel, and M. Himdi, "Performance and radiation patterns of a reconfigurable plasma corner-reflector antenna," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 12, pp. 1137–1140, 2013.
- [7] J. Zhao, S. Wang, H. Wu, Y. Liu, Y. Chang, and X. Chen, "Flexible plasma linear antenna," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, no. 9, p. 094108, 2017.
- [8] P. Linardakis, G. Borg, and N. Martin, "Plasma-based lens for microwave beam steering," *Electron. Lett.*, vol. 42, no. 5, pp. 444–446, 2006.
- [9] J. Sokoloff, A. Kallel, and T. Callegari, "Beam-scanning using leaky-wave plasma antenna: First experimental results," in 2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP), 2016.
- [10] T. Tang, M. Xu, M. M. Olaimat, M. Aldhaeabi, R. Wang, M. Zhu, and O. M. Ramahi, "Enhancing the directivity of antennas using plasma rings," *IEEE Transactions on Plasma Science*, pp. 1–7, 2022.
- [11] H. R. Stuart and A. Pidwerbetsky, "Electrically small antenna elements using negative permittivity resonators," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 54, pp. 1644–1653, 2006.
- [12] R. W. Ziolkowski and A. Erentok, "Metamaterial-based efficient electrically small antennas," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 54, no. 7, pp. 2113–2130, 2006.
- [13] V. Laquerbe, R. Pascaud, A. Laffont, T. Callegari, L. Liard, and O. Pascal, "Towards antenna miniaturization at radio frequencies using plasma discharges," *Phys. Plasmas*, vol. 26, no. 3, p. 033509, 2019.
- [14] C. C. Lin and K.-M. Chen, "Improved radiation from a spherical antenna by overdense plasma coating," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 17, no. 5, pp. 675–678, Sep. 1969.
- [15] X. Gao, C. Wang, B. Jiang, and Z. Zhang, "A physical model of radiated enhancement of plasma-surrounded antenna," *Phys. Plasmas*, vol. 21, no. 9, p. 093301, 2014.
- [16] C. Wang, H. Liu, X. Li, and B. Jiang, "The mechanism of the effect of a plasma layer with negative permittivity on the antenna radiation field," *Phys. Plasmas*, vol. 22, no. 6, p. 063501, 2015.
- [17] A. Laffont, R. Pascaud, T. Callegari, L. Liard, O. Pascal, and J.-P. Adam, "A harmonic oscillator model to study the intensification of microwave radiation by a subwavelength uniform plasma discharge," *Phys. Plasmas*, vol. 28, no. 3, p. 033503, 2021.
- [18] A. M. Messiaen and P. E. Vandenplas, "Theory and experiments of the enhanced radiation from a plasma-coated antenna," *Electron. Lett.*, vol. 3, no. 1, pp. 26–27, Jan. 1967.
- [19] K. M. Chen and C. C. Lin, "Enhanced radiation from a plasma-embedded antenna," *Proc. IEEE*, vol. 56, no. 9, pp. 1595–1597, Sep. 1968.
- [20] F.-R. Kong, Y.-F. Sun, S. Lin, Q.-Y. Nie, Z. B. Wang, Z.-L. Zhang, B. W. Li, and B.-H. Jiang, "Experimental studies on radiation intensification in gigahertz radio frequency band by subwavelength plasma structures," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 45, no. 3, pp. 381–387, Mar. 2017.
- [21] F. Kong, Q. Nie, S. Lin, Z. Wang, B. Li, S. Zheng, and B. Jiang, "Studies on omnidirectional enhancement of giga-hertz radiation by sub-wavelength plasma modulation," *Plasma Sci. Technol.*, vol. 20, p. 014017, 2018.
- [22] F. Kong, Q. Nie, G. Xu, X. Zhang, S. Lin, and B. Jiang, "Experimental and numerical studies on the receiving gain enhancement modulated by a sub-wavelength plasma layer," *Plasma Sci. Technol.*, vol. 20, p. 095504, 2018.
- [23] J. A. Hopwood, "Review of inductively coupled plasmas for plasma processing," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 1, no. 2, pp. 109–116, 1992.
- [24] P. Chabert and N. Braithwaite, *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. Cambridge University Press, 2011.
- [25] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer, 2007.
- [26] M. Agio and A. Alù, *Optical Antennas*. Cambridge University Press, 2013.

Protection de circuits microondes par décharge plasma

Protection of microwave circuits by plasma discharge

T. Callegari¹, R. Pascaud², L. Fuster^{1,4}, A. Simon³, P. Hoffmann⁴, C. Cailhol², G. Ducros⁴, G. Hagelaar¹, L. Liard¹, O. Pascal¹, F. Pizarro-Torres², C. Pouant⁴, P. Pouliguen⁵

¹LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France, callegari@laplace.univ-tlse.fr

²ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, France,

³ANYWAVES, Toulouse, France

⁴CEA, Gramat, France,

⁵DGA, AID, France

Mots clés : Microdécharge plasma, limiteur de puissance microonde, onde de surface et de fuite – Plasma microdischarge, microwave power limiter, surface and leaky waves.

Résumé/Abstract

Le développement d'armes microondes à énergie dirigée de forte puissance soulève la question de la protection des chaînes de réception microonde en technologie planaire. Nous présentons une solution innovante sous la forme de l'intégration d'une décharge plasma dans une ligne microruban. Lors d'une agression électromagnétique, le dispositif réagit en absorbant ou réfléchissant l'onde incidente et en limitant ainsi la puissance de fuite. Au travers de quelques résultats expérimentaux, numériques et analytiques, nous discuterons des principaux éléments qui gouvernent le fonctionnement du limiteur et des modes de couplage onde/plasma qui subsistent en son sein.

The use of high-power directed-energy microwave weapons has raised concerns about protecting microwave receivers using planar technology. We propose an original solution integrating a plasma discharge in a microstrip transmission line. This device can absorb or reflect incident waves during an electromagnetic attack, effectively limiting its leakage power. This paper discusses the main elements that govern the operation of the limiter and the wave/plasma coupling modes that exist within it. The discussion is based on experimental, numerical, and analytical results.

1 Introduction

Les systèmes de communication sans fil représentent un enjeu majeur dans les domaines civils et militaires. Cependant, à mesure que ces systèmes ont été miniaturisés, notamment sous la forme de structures planaires, des armes électromagnétiques à énergie dirigée (AED EM) de forte puissance ont été développées [1]. L'effet destructeur de ces AED EM sur des systèmes électroniques a été étudié par Bäckström *et al.* [2] tandis que diverses solutions ont été proposées. Parmi elles, on peut citer des systèmes micromécaniques [3], des matériaux superconducteurs à haute température [4] ou encore des matériaux à transition de phase [5] mais les systèmes opérationnels actuels sont basés sur l'utilisation de composants à état solide tels que les diodes PIN [6-8]. Pour autant, les diodes ne seront potentiellement pas en mesure de soutenir les puissances futures mises en jeu et des solutions alternatives doivent être étudiées.

Dans le cadre de cette communication, nous présenterons le principe de fonctionnement d'un limiteur de puissance microonde en technologie planaire à base de plasma. Nous donnerons un aperçu des performances obtenues et mettrons en évidence quelques paramètres clés qui contrôlent ses performances. En s'appuyant sur des travaux numériques et théoriques nous proposerons une interprétation des modes de couplage de l'onde au plasma dans de telles structures.

2 Dispositif et principe de fonctionnement

Suite aux travaux de thèse de F. Pizarro-Torres et de A. Simon, un limiteur en technologie de ligne microruban suspendue a été retenu [9]. Il est présenté sur la Figure 1. On peut distinguer deux parties. La première, constituée de la ligne microruban et de son plan de masse séparés d'un gap h_{gap} , permet au signal microonde d'être guidé entre les deux accès dans une structure supportant un mode de propagation quasi-TEM (Transverse ElectroMagnétique). La seconde partie permet de créer une décharge de pré-ionisation (MHCD pour Micro-Hollow Cathode Discharge) au sein d'une cavité cylindrique de diamètre Φ_{MHCD} située dans le second substrat diélectrique d'épaisseur h_{MHCD} , pris en sandwich entre deux électrodes.

Selon le schéma de principe présenté sur la Figure 2, lorsque l'onde incidente est de faible puissance elle ne modifie pas le comportement de la décharge de pré-ionisation et transite dans la ligne sans atténuation. En revanche, si une agression électromagnétique atteint le dispositif, le champ incident suffisamment élevé entraîne l'expansion de la décharge au sein de la cavité microonde. La puissance incidente est ainsi en grande partie absorbée par le plasma, une autre partie est réfléchie vers l'entrée, tandis que la puissance transmise reste limitée à des valeurs typiques de l'ordre de 25 dBm (*i.e.*, 300 mW).

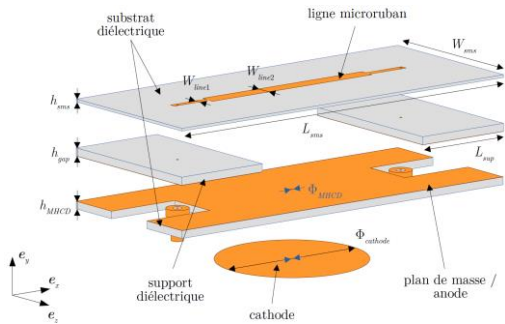


Figure 1 : Schéma du limiteur de puissance en technologie ligne microruban suspendue [10].

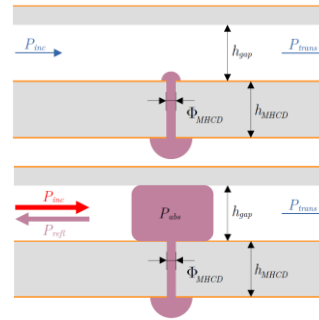


Figure 2 : Schéma de la cavité du système de protection en fonctionnement nominal (haut), et sous agression (bas).

3 Bilan de puissance et limitation

Les bilans de puissance mesurés et simulés à l'aide du code « maison » PlasmaSimWave [10] sont présentés sur la Figure 4. On observe un seuil de déclenchement de la limitation autour de 27 dBm et une puissance de fuite limitée à 25 dBm. Cette dernière est constante en fonction de la puissance incidente pour la gamme de puissance étudiée. On note également que la puissance incidente est principalement (~70%) absorbée par le plasma. Le très bon accord entre les simulations et les expériences nous permettent d'exploiter le modèle pour mieux comprendre le fonctionnement et évaluer les limites d'utilisation de ce dispositif.

La Figure 5 montre ainsi l'évolution de la densité électronique simulée en régime stationnaire pour une cavité de 60 mm de long et une hauteur de 1.524 mm en fonction de quatre valeurs de puissance incidente. Comme on peut le voir, la densité maximale en tête de colonne (*i.e.* à gauche) augmente avec la puissance incidente. Ainsi, une multiplication par dix de la puissance incidente (passage de 30 dBm à 40 dBm) entraîne une augmentation de la densité maximale d'un facteur dix. Cette augmentation de la densité en tête de colonne amplifie la rupture d'impédance lors de la transition entre le diélectrique et le plasma, ce qui entraîne une hausse de la puissance réfléchie. Par ailleurs, nous observons également en plus de l'augmentation de la densité, que la longueur de la colonne plasma croît avec la puissance incidente. Ces deux augmentations traduisent une amplification de la production d'électrons dans le plasma, qui explique l'augmentation de la puissance absorbée.

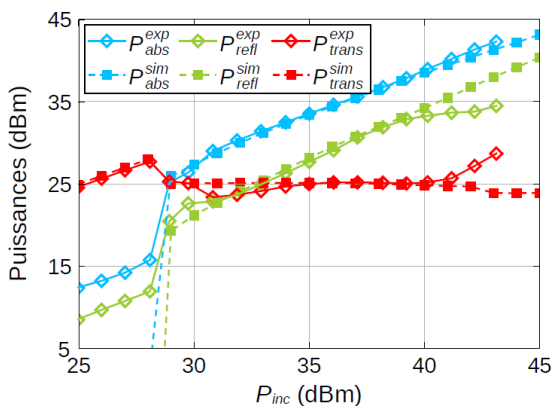


Figure 4 : Bilans de puissance mesurés et simulés dans le cas d'un signal à 3 GHz dans l'Argon à 10 Torr.

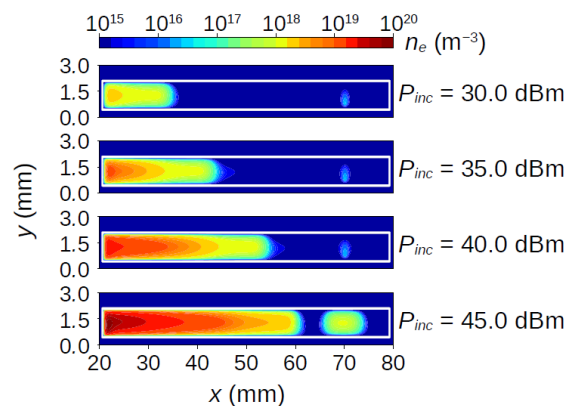


Figure 5 : Évolution de la densité électronique simulée en régime stationnaire en fonction de la puissance incidente. La décharge de pré-ionisation est placée en $x = 70$ mm, à 10 mm de la sortie et 50 mm de l'entrée du dispositif.

On peut dès lors se poser la question du comportement du limiteur lorsque la puissance augmente au-delà de ces 45 dBm ou lorsque la longueur de la cavité est modifiée. Afin d’y répondre, nous avons réalisé plusieurs simulations de la ligne pour plusieurs longueurs de cavité, toujours pour un plasma d’Argon à 10 Torr et pour une fréquence de 3 GHz. La Figure 6 présente les puissances transmises obtenues numériquement en fonction de la puissance incidente pour différentes longueurs de cavité. Comme on peut le voir, le dispositif transite d’un comportement de limiteur, pour lequel la puissance de fuite est constante en fonction de la puissance incidente, à un comportement d’atténuateur, où la puissance de fuite se remet à croître en fonction de la puissance incidente. Cette transition a lieu pour une puissance incidente d’autant plus basse que la longueur de la cavité est faible.

Pour interpréter ce phénomène, nous traçons sur la Figure 7 l’évolution de la longueur de la colonne de plasma en fonction de la puissance incidente pour une longueur de cavité suffisamment grande de sorte à ce que le plasma puisse s’étendre librement. Nous considérons que la colonne débute à la position x où la densité électronique moyenne dans la direction transverse passe au-dessus de la densité critique ($n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} = 1.12 \times 10^{17} m^{-3}$ avec ϵ_0 la permittivité du vide, m_e la masse de l’électron, ω la pulsation de l’onde et e la charge élémentaire) et prend fin à la position où la densité moyenne passe en dessous de cette densité critique. Nous avons également tracé sur la Figure 7 quatre droites horizontales qui matérialisent les quatre premières longueurs de cavité considérées à savoir 20 mm, 30 mm, 40 mm et 50 mm.

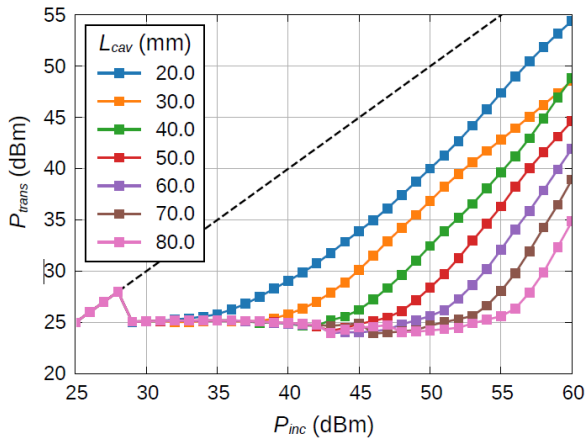


Figure 6 : Puissance de sortie en fonction de la puissance incidente pour différentes longueurs de cavité. La droite en pointillés noirs représente la réponse du circuit sans limitation.

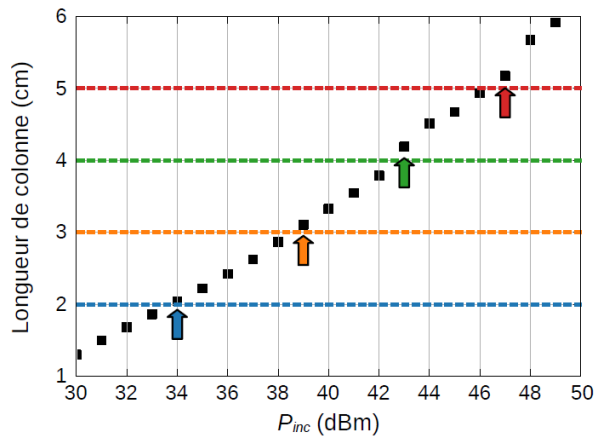


Figure 7 : Longueurs propres de la colonne plasma en fonction de la puissance incidente. Les lignes horizontales en pointillés correspondent aux longueurs de cavités de la Figure 6.

Nous observons que le passage du comportement limiteur au comportement atténuateur se produit lorsque la colonne plasma ne peut plus s’étendre, i.e. lorsque le plasma remplit toute la cavité. Par exemple, pour la longueur de cavité de 20 mm (couleur bleue), la transition vers un comportement atténuateur se fait à 34 dBm (cf. Figure 6) ce qui correspond bien à une longueur de colonne de 20 mm (cf. Figure 7). La même observation pouvant être faite pour les autres longueurs identifiées.

Il apparaît donc que dans un régime où la colonne peut s’établir librement, le plasma va absorber l’énergie électromagnétique jusqu’à ce que la puissance absorbée par électron devienne inférieure à une certaine limite. Au-delà, le plasma n’est plus soutenu et la colonne s’arrête. Si par contre on empêche la colonne de s’établir librement, alors le surplus de puissance qui aurait dû être déposé dans le plasma sort du circuit et le dispositif passe en mode atténuateur. Autrement dit, si le plasma est dans un régime libre et que la colonne peut s’établir sans contrainte, alors la puissance de fuite est constante en fonction de la puissance incidente et la variable d’ajustement est la longueur de la colonne qui augmente, mais si nous contraignons la colonne à ne pas dépasser une certaine longueur alors l’ajustement qui ne peut plus se faire par étalement du plasma se fait par la puissance de fuite qui se met à croître en fonction de la puissance incidente.

Ces hypothèses basées sur les observations ont été confortées par des développements analytiques réalisés par L. Fuster dans le cadre de ses travaux de thèse [11]. Il a ainsi pu montrer que la puissance de fuite pouvait se mettre sous la forme d'un produit de deux termes, tant que la longueur de plasma est constante. Le premier terme ne dépend que des propriétés géométriques de la ligne, en particulier de l'épaisseur du diélectrique supportant la ligne. Le deuxième quant à lui ne dépend que des propriétés du plasma, en particulier de la fréquence de collision électrons-neutres qui est proportionnelle à la pression du gaz et dépend du type de gaz. Les évolutions en fonction de ces paramètres peuvent être résumées ainsi :

- Lorsqu'on augmente la pression du gaz (i.e. la fréquence de collision augmente), la puissance de fuite croît et peut atteindre 37 dBm à 100 torr, par exemple.
- Lorsqu'on augmente la hauteur du diélectrique h_{sms} en conservant constante la hauteur de la cavité h_{gap} , la puissance de fuite croît et la longueur de colonne augmente. Par exemple, pour une puissance incidente de 40 dBm, une multiplication par 6 de l'épaisseur du substrat h_{sms} entraîne une multiplication par environ 2 de la longueur de colonne.

Si les éléments précédents permettent de définir les paramètres clés qui gouvernent la puissance de fuite, ils soulèvent la question de la manière dont l'énergie microonde est couplée au plasma. La section suivante s'attache à présenter ce point.

4 Modes de Couplage

La Figure 8 montre les cartographies de la moyenne temporelle du vecteur de Poynting et de la densité électronique simulées à l'aide du code PlasmaSimWave [10] en régime permanent à l'intérieur du dispositif pour une puissance d'entrée de 10 W (i.e., 40 dBm) à 3 GHz. La ligne microruban et le plan de masse transportant le signal microonde se trouvent respectivement à $y = 0,508$ mm et $y = -1,524$ mm. La ligne noire en pointillés marque l'interface entre la plaque diélectrique, dans la région supérieure, et la cavité remplie de plasma dans la région inférieure. La ligne rouge à $x = 10$ mm représente l'emplacement de la nappe de courant qui génère le champ électromagnétique incident. A noter que la cavité remplie de gaz commence à $x = 20$ mm et que la source MHCD est située à $x = 70$ mm.

Comme on peut l'observer, la puissance incidente en pénétrant dans la cavité à $x = 20$ mm se retrouve en grande partie déviée par le front de plasma pour le contourner via le diélectrique. Une onde de fuite se propage alors dans le diélectrique pour alimenter le plasma par le haut. Lorsque la puissance de l'onde qui fuit dans la colonne de plasma diminue en dessous d'un certain seuil (autour de 40-50 mm), le plasma n'est plus alimenté et l'onde retrouve un comportement « d'onde de surface » où le vecteur d'onde est colinéaire à l'interface plasma/diélectrique.

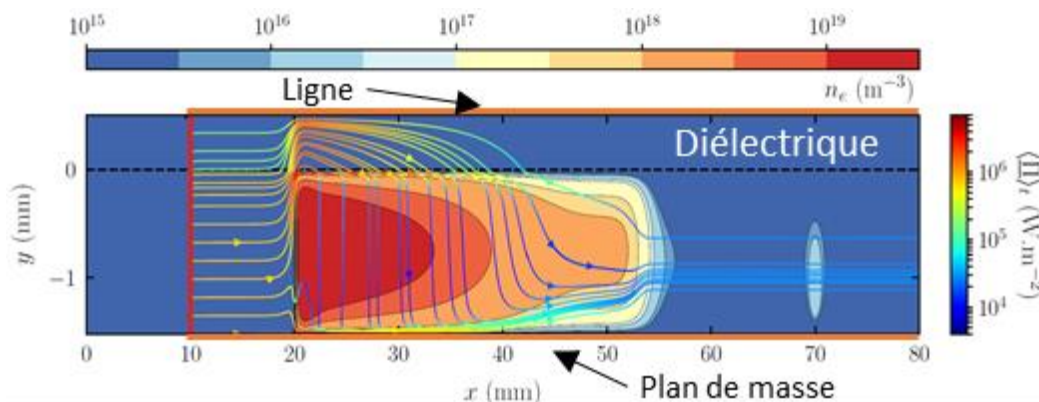


Figure 8 : Cartographie de la moyenne temporelle du vecteur de Poynting et de la densité électronique simulés en régime permanent pour une puissance incidente de 40 dBm à 3 GHz dans l'Argon à 10 Torr.

La description ci-dessus basée uniquement sur la cartographie du vecteur de Poynting peut être appuyée par une analyse modale dans le cas d'une cavité sans plasma et avec plasma. Une discussion très détaillée est proposée dans la thèse de L. Fuster [11] et nous ne donnons ici que l'interprétation finale des modes de couplage. Afin de simplifier l'étude, le plasma est considéré comme homogène dans la cavité et il est décrit par le modèle de Drude

avec une fréquence de collision prise égale à $5.3 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ pour de l'Argon à 10 Torr [12]. L'équation transcendante est résolue pour le mode fondamental à 3 GHz pour les dimensions standard de notre cavité (épaisseur de diélectrique de $h_{sms} = 0.508 \text{ mm}$ et hauteur de cavité $h_{gap} = 1.524 \text{ mm}$) comme le montre la Figure 8. Cette résolution a permis de distinguer, via l'analyse des vecteurs d'ondes, différents modes de couplage selon la valeur de la densité électronique. Les parties réelles et imaginaires des vecteurs d'onde dans le plasma sont représentées sur la Figure 9.

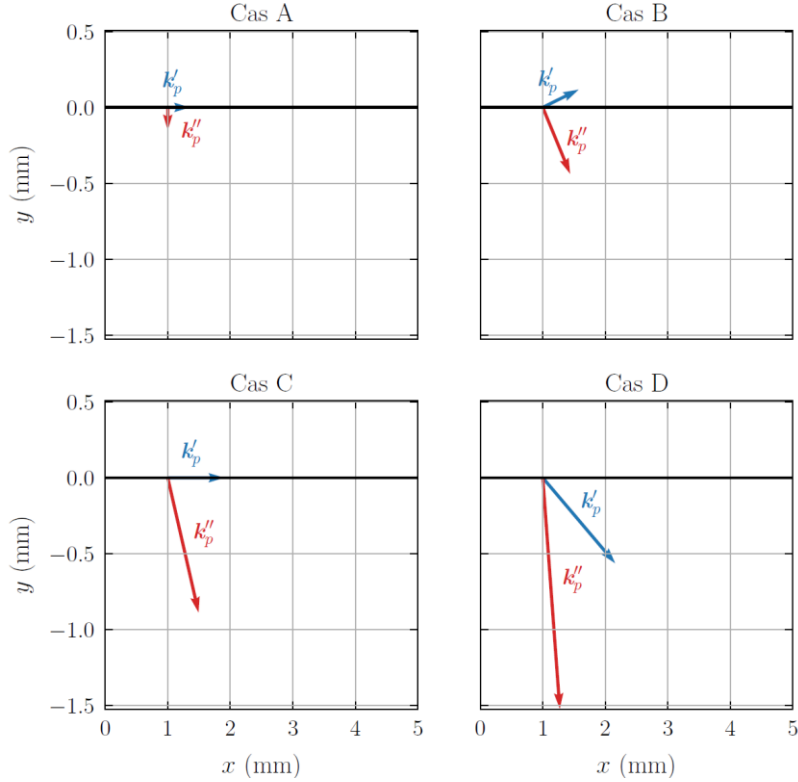


Figure 9 : Parties réelle k'_p et imaginaire k''_p des vecteurs d'onde dans le plasma pour 4 cas. Cas A ($n_e = 0 \text{ m}^{-3}$, i.e. pas de plasma), cas B ($0 < n_e < 3.08 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$), cas C ($n_e = 3.08 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$), cas D ($n_e > 3.08 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$). Afin de rendre les graphiques lisibles, ces vecteurs d'onde ont tous subi la même homothétie de facteur $h_{gap}/|k''_p(D)|$, où $|k''_p(D)|$ est la partie imaginaire du vecteur d'onde dans le plasma à $n_e = 8.1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, densité correspondant à un cas D.

Quatre régimes peuvent donc être distingués :

- Dans le cas A, lorsque la densité électronique est nulle (i.e. dans le cas de la ligne à vide, sans plasma), la partie réelle k'_p du vecteur d'onde qui décrit la propagation est colinéaire à l'interface diélectrique/gaz représentée par la droite noire. La partie imaginaire k''_p du vecteur d'onde est orthogonale à la partie réelle, donc une évanescente apparaît dans la direction y , il s'agit là d'une onde de surface à l'interface diélectrique/gaz.
- Dans le cas B, pour une densité électronique positive mais inférieure à $3.08 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, k'_p est dirigée vers la ligne microruban et n'est plus orthogonale à la partie imaginaire k''_p , l'onde subit donc une dissipation au cours de la propagation. Il s'agit d'une onde de « fuite ». « Fuite » entre guillemets car elle est limitée par la présence de la ligne microruban en face supérieure entraînant alors des réflexions multiples le long du guide et aucun rayonnement lors de cette propagation.
- Dans le cas C où la densité électronique $n_e = 3.08 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, k'_p est colinéaire à l'interface et n'est plus orthogonale à la partie imaginaire k''_p , nous sommes en présence d'une onde de surface à pertes.
- Dans le cas D lorsque la densité électronique est supérieure à $n_e = 3.08 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, la partie réelle k'_p du vecteur d'onde est dirigée vers le plasma, on retrouve alors une onde du même type que l'onde de fuite décrite plus haut, qui s'atténue fortement au cours de la propagation, ce qui permet dans notre cas l'entretien du plasma.

L'analyse qui vient d'être faite est simplifiée dans la mesure où le gradient de plasma n'est pas pris en compte. Cependant elle a été confirmée par des développements complémentaires prenant en compte ce gradient de permittivité et présentés dans un article de L. Fuster à venir [13].

5 Conclusion

Par l'appui d'un travail théorique nous avons pu discriminer les mécanismes de couplage onde/plasma contrôlant la limitation de puissance et déterminer les paramètres dimensionnant (type de gaz, pression, dimensions, topologie, ...). Les expériences ont démontré la capacité d'un dispositif de protection large bande (~2-7 GHz) en technologie planaire à soutenir de fortes puissances microondes impulsives (jusqu'à quelques kW en pratique). Pour le problème de la limitation de puissance qui nous occupe, il convient de retenir les points suivants :

- Le couplage onde/plasma dans le limiteur s'effectue par onde de fuite, i.e. la puissance microonde se propage dans le diélectrique et fuit dans le plasma ce qui alimente la colonne.
- La puissance de fuite dans le limiteur est constante en fonction de la puissance incidente tant que le plasma est libre de s'étendre dans la cavité. Si le plasma remplit la cavité, alors le circuit passe en mode atténuateur et la puissance de fuite se met à croître en fonction de la puissance incidente.
- Lorsque l'on augmente la hauteur du diélectrique en conservant constante la hauteur de la cavité, la puissance de fuite croît. De plus, cela entraîne une augmentation de la longueur de colonne, la puissance transmise dans le diélectrique et rayonnée dans le plasma étant plus importante.
- Lorsqu'on augmente la pression du gaz (i.e. la fréquence de collision augmente), la puissance de fuite croît.

Il est à noter que d'autres paramètres sont en prendre en compte pour qualifier un limiteur comme le seuil de déclenchement, le temps de réponse ou encore le temps de recouvrement. Ces éléments ont été étudiés et nous permettent d'être confiants sur les potentialités réelles d'un tel dispositif de protection.

6 Remerciements

Ce travail a été soutenu par la Direction Générale de l'Armement (DGA), l'Agence de l'Innovation de Défense (AID) et la Région Occitanie.

Références bibliographiques

- [1] Zhang J. et al., Phys. Plasmas **27** 010501, 2020.
- [2] Backstrom M. G. and Lovstrand K. G., IEEE Trans. Electromagn. Compat. **46** 396–403, 2004.
- [3] Shojaei-Asanjan D. and Mansour R. R., IEEE Trans. Microw. Theory Tech. **64** 4473–81, 2016.
- [4] Belyaev B. A. et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **26**, 1500506, 2016.
- [5] Givernaud J. et al., IEEE Trans. Microw. Theory Tech. **58** 2352–61, 2010.
- [6] Looney J. et al., IEEE Microw. **583–6**, 2004.
- [7] Yang S. S. et al., IEEE Trans. Microw. Theory Tech. **57** 1447–60, 2009.
- [8] Yang L. et al., IEEE Access **7** 88275–81, 2019.
- [9] Simon A. et al., IEEE Trans. Plasma Sci., **46**, 2512-2520, 2018.
- [10] Fuster L. et al., Plasma Sources Sci. Technol. **31**, 025009, 2022.
- [11] Fuster L., Contribution à l'étude théorique et numérique d'un dispositif de protection microonde par décharge plasma, Thèse de l'Université Toulouse 3, Paul Sabatier, <http://thesesups.ups-tlse.fr/5687/>, 2023.
- [12] Raizer Y. P. 1991 Gas Discharge Physics (Springer Berlin).
- [13] Fuster L. et al., "Microwave plasma interaction in a printed transmission line for a power limiting application : from surface-wave-sustained to leaky-wave-sustained discharge", submitted to Plasma Sources Sci. Technol.

Mesures du multipactor en régime stationnaire et progressif *Traveling and standing wave multipactor measurements*

Plaçais A.¹, Al Hajj Sleiman E.², Angot J.³, Faure N.⁴, Gómez-Mártinez Y.⁵, Hamelin T.⁶, Hillairet J.⁷, Marpaud J.⁸, Roni S.⁹

¹Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, LPSC-IN2P3, 38000 Grenoble France, placais@lpsc.in2p3.fr

²CEA, IRFM, 13108 Saint-Paul-lez-Durance, France, eva_sleiman@outlook.com

³Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, LPSC-IN2P3, 38000 Grenoble France, angot@lpsc.in2p3.fr

⁴CEA, IRFM, 13108 Saint-Paul-lez-Durance, France, nicolas.faure@cea.fr

⁵Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, LPSC-IN2P3, 38000 Grenoble France, gomez@lpsc.in2p3.fr

⁶CEA, IRFU, 91190 Gif-sur-Yvette, France, thibault.hamelin@cea.fr

⁷CEA, IRFM, 13108 Saint-Paul-lez-Durance, France, julien.hillairet@cea.fr

⁸Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, LPSC-IN2P3, 38000 Grenoble France, marpaud@lpsc.in2p3.fr

⁹Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, LPSC-IN2P3, 38000 Grenoble France, roni@lpsc.in2p3.fr

*multipactor; coaxial waveguide; experimental
multipactor ; guide d'ondes coaxial ; expérimental*

Résumé/Abstract

The results of an experimental campaign on the multipactor phenomenon led at LPSC Grenoble, France, are presented. The campaign was carried out on the MULTIPAC test bench, consisting of a 1" 5/8 coaxial waveguide circuit equipped with diagnostics. The goal was to study the transition between travelling, standing and mixed wave propagation as can occur in particle accelerators as well as some nuclear fusion experimental reactors (*tokamaks*). This was achieved by inserting a stub tuner at the exit of the coaxial line to reflect a fraction of the RF power. We study the influence of the propagation configuration on the multipactor and compare our measurements to analytical laws and numerical simulations from previous studies.

Nous présentons ici les résultats d'une campagne expérimentale portant sur le phénomène multipactor menée au LPSC Grenoble. Elle a été réalisée sur le banc de test MULTIPAC, qui est un guide d'onde coaxial 1" 5/8 équipé de diagnostics. L'objectif était d'étudier la transition entre les modes de propagation stationnaire, progressif et hybride, observée dans les accélérateurs de particules ainsi que dans certains réacteurs de fusion nucléaire (*tokamaks*). Pour cela, nous avons introduit un adaptateur d'impédance (*stub*) à la sortie de la ligne coaxiale permettant de réfléchir une partie de la puissance RF. Nous étudions l'influence du mode de propagation sur le multipactor, et comparons nos mesures à des lois analytiques ainsi qu'à des simulations numériques réalisées lors d'études précédentes.

1 Multipactor under Mixed Wave propagation mode

Multipactor is an exponential increase in the electron population, that can appear in Radio-Frequency (RF) systems placed under vacuum. It materializes when residual electrons enter in resonance with the RF field, and their impact energies with the system walls are high enough to emit other electrons *via* electron emission processes. It is generally considered as a deleterious phenomenon. It alters the propagation of the RF field, and the electrons impacting the walls generate a thermal load. It also creates a polluting plasma *via* desorption processes, which can lead to RF breakdowns in the most extreme scenario. In superconducting RF systems such as found in particle accelerators, the heat can create a *quench* which is a brutal loss of superconductivity. Multipactor can appear on a range of RF field amplitudes (or RF powers) delimited by the lower multipactor threshold and the upper multipactor threshold. Multipactor is a concern in several fields, in particular in telecommunication satellites, particle accelerators and some RF heating systems of experimental nuclear fusion reactors (*tokamaks*). In this study, we focus on the two latter applications where the impedance of the load can vary during operation, altering the electromagnetic configuration in the system and the apparition of the multipactor.

In tokamaks, RF electromagnetic fields are coupled to the fusion plasma to heat it and/or to ensure its stability. The Ion Cyclotron Resonance Heating (ICRH) systems generate a signal of a few tenths of MHz. It propagates in a Traveling Wave (TW) mode through coaxial lines and an antenna transfers the power to the plasma. The impedance of the magnetized plasma may vary, creating a mismatch with the impedance of the antenna. Then, a fraction of the power is reflected through the coaxial line where the electromagnetic configuration becomes Mixed Wave (MW). In particle accelerators, multipactor can appear in accelerating cavities and the couplers feeding them. Accelerating cavities are resonant systems used to transfer electromagnetic energy to the particles, that cross them by bunches. By the moment they are in the cavities, the wave propagates in TW in the feeding couplers. When the bunch leaves the cavity, RF power is reflected by the cavity to the coupler, where it propagates in Standing Wave (SW) mode.

Hence, both ICRH and particle accelerator couplers face different propagation modes. Several numerical and theoretical studies showed that the wave propagation mode influenced the apparition of the multipactor; in this paper, we propose to verify it experimentally. We introduce the MULTIPAC test bench. This experimental setup, still under development, allows measuring multipactor in a coaxial waveguide while controlling the RF wave propagation mode. In Section 2, we cover some of the previous studies on multipactor under MW regime. In Section 3, we present our test bench. In Section 4, we verify that the electric field in the test bench is consistent with our expectations. In Section 5, we confront our multipactor results with the previous studies from Section 2.

2 Previous findings

We define P_f and P_r the forward and reflected RF powers; the reflection coefficient R can be expressed as:

$$R = \sqrt{\frac{P_r}{P_f}} \quad (1)$$

$R = 0$ means that the propagation mode is TW, $R = 1$ that it is SW, $0 < R < 1$ is MW. We also define the (Voltage) Standing Wave Ratio:

$$SWR = \frac{1 + R}{1 - R} \quad (2)$$

2.1 Somersalo scaling law

Somersalo et al. [1] studied the multipactor in a coaxial waveguide operating under SW, TW and MW propagation modes. They used numerical methods to explore the electrons' resonant trajectories, for various input powers and propagation modes. They proposed the following scaling law:

$$P_{MW} \sim \frac{1}{(1 + R)^2} P_{TW} \quad (3)$$

Where P_{MW} is the first multipactor threshold under MW and P_{TW} the first multipactor threshold under TW. They also predicted that a second separated multipactor mode appeared as soon as $R > 0$. Its threshold rapidly grows with R and becomes infinite at $R = 1$.

2.2 Perez work

Perez et al. [2] studied the multipactor in transverse electromagnetic mode cylindrical coaxial transmission lines. They numerically solved the electrons' trajectories in the system and took into account the space-charge effects. They focused on the lowest multipactor threshold. According to the value of fd , where f is the RF frequency and d the distance crossed by the particles, they discriminated two cases. When $fd > 7 \text{ GHz} \cdot \text{mm}$, the lowest voltage threshold $V_{mp, lower}$ in the SW case is higher than in the TW case. The regions with low electric fields in the SW case tend to trap electrons, where they gain less energy and emit fewer electrons on impact. When $fd < 7 \text{ GHz} \cdot \text{mm}$, however, the value of $V_{mp, lower}$ is independent from the propagation mode.

2.3 Al Hajj Sleiman work

Al Hajj Sleiman et al. [3] also studied the apparition of multipactor in coaxial waveguides. Most of the previous works expressed multipactor barriers using forward RF power and reflection coefficient. Computing or deducing the reflection coefficient or the reflected power is not an easy task in nuclear fusion antennas. They showed that at a given RF power, increasing the SWR widened the range of field amplitudes in the system. Hence it increases the probability that, somewhere, the field amplitude is within the multipactor thresholds allowing the phenomenon to locally appear.

3 Experimental setup

3.1 Test bench configuration

The experimental setup under study is pictured in Figure 1. This test bench, still under development, is located at LPSC Grenoble, France. It is a 1.5 m copper 1”5/8 EIA coaxial waveguide. The main feature of this test bench is that it can be used as a resonant system. A stub located at the end of the coaxial waveguide lets us control the amount of reflected power in the waveguide in a controlled way. Hence, we can reach locally higher electric fields while keeping the same RF power source [4]. RF power is produced by a 80 MHz to 1 GHz MT400 Prana amplifier delivering a forward peak power up to 900 W. It is driven by a SM300 Rohde & Schwartz signal generator. Forward and reflected powers are measured by a E4417A Agilent dual-channel power meter located at the exit of the amplifier. A ZX47-50-S+ Mini-Circuits RF power detector is connected to the acquisition system to obtain a synchronous image of the power shape.

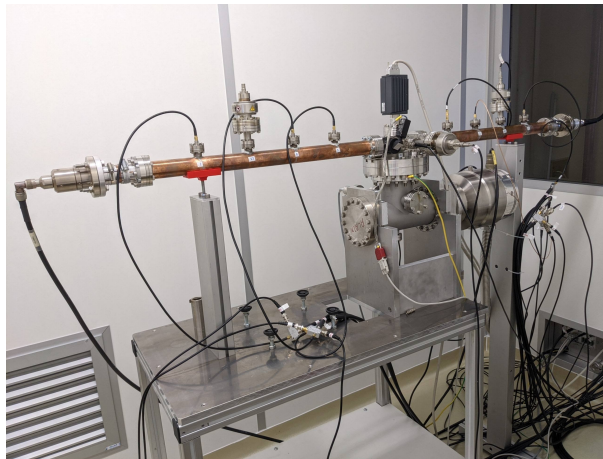


Figure 1: A picture of the test bench in the configuration of the study. The stub is outside of the clean room and is hereby not visible in this picture. Forward RF field propagates from the right to the left of this picture

Two alumina windows are screwed at the extremities of the waveguide. Primary vacuum is ensured by an Agilent Dry Scroll Pump, and secondary vacuum by a Varian TV551 Navigator turbomolecular pump allowing to reach $\sim 10^{-7}$ mbar. The external conductor of the waveguide has several holes called pick-ups to allow the insertion of diagnostics. We verified using ANSYS HFSS that the presence of the pick-ups did not alter in a measurable way the propagation of the wave. The position and name of the pick-ups are represented in Figure 2. At the “V1” and “V3” pick-ups we placed Pfeiffer IKR060 vacuum gauges, and at the “V2” an Agilent Technologies FRG730. They can detect the rise in pressure caused by multipactor desorption processes, allowing for very rapid detection of multipactor apparition. Type K thermocouples from TC S.A. placed at “E1”, “E3”, “E5”, “E7” detect the heat rise due to electrons’ impacts. At the “E” pick-ups we placed home-made RF electric field probes, allowing to know the local magnitude of the electric field. These probes are also electrically biased at + 48 V to collect electrons from the electron cloud and measure DC multipactor current. These probes are essential in this study, as they let us know the value of the electric field and the presence of multipactor from a local perspective.

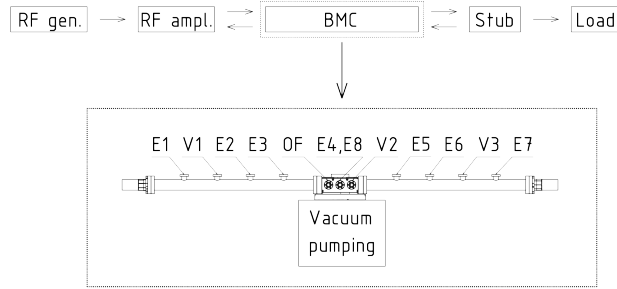


Figure 2: Scheme of the test bench. Forward RF field propagates from the left to the right of the picture

All signals are acquired by a cDAQ-9174 National Instruments chassis. Thermocouple signals are digitized thanks to a NI9211 module. Field probe and current probe signals are digitized by NI9201 analog input modules. We treat all the results with a Python library of tools, under continuous development [5].

3.2 Experimental procedure

The forward RF power was steadily increased up to a maximum, then steadily reduced back. For every test, the power limits are calculated so that most of the pick-ups see the multipactor barrier and cross it. The power cycle is performed several times to condition the surfaces and make different tests comparable. Duration of a full power cycle is approximately 10 min. We will present here our first tests, realized at 120 MHz. We found the stub tunings for objective SWR of 1, 2, 4, 10 and $SWR \rightarrow +\infty$ (short-circuit), SWR being measured with the power meter. Once all the stub tunings were found, we applied them to perform the tests. Optical fibre for light emission detection and thermocouples diagnostics were not installed at the moment of the tests. We will not consider the signals from the pressure probes in this study; due to hysteresis, the interpretation of their signal requires deeper discussion. All the multipactor thresholds that we present are the ones measured during the last power cycle.

4 Studies on the electromagnetic configuration in the test bench

4.1 Reflected power and SWR

We verified that the SWR was constant during the tests and matched our objective values. We calculate it from the measured P_f and P_r for every time step of the tests. We represented it as a function of the measurement index in Figure 3.

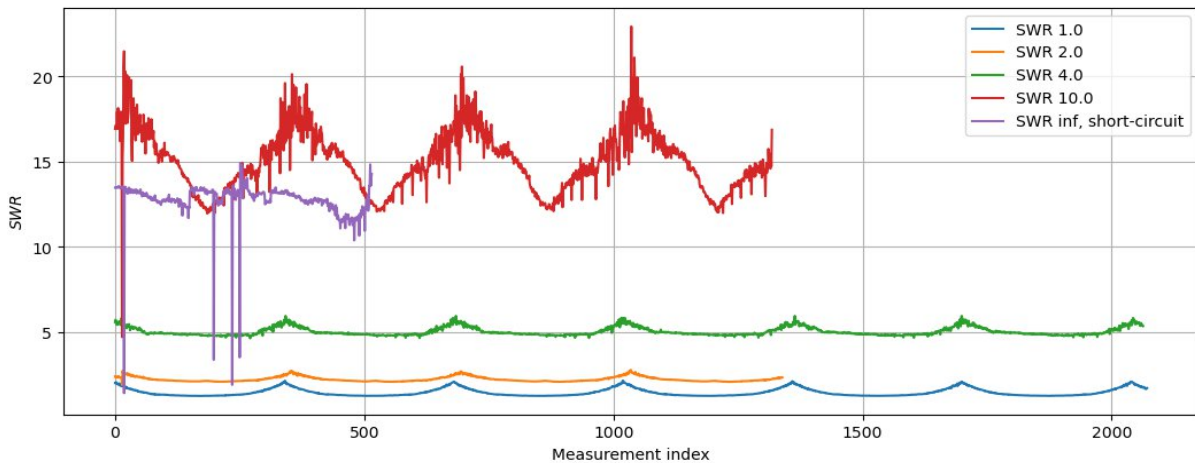


Figure 3: Evolution of Voltage Signal Wave Ratio during the tests.

We can notice that the SWR is not constant over the test, and is decreased when the injected power grows. We see three reasons for that. First of all, the RF amplifier's forward power is perturbed by the reflected power. In particular, this is what happens in the short-circuit test, with the amplifier periodically shutting down. The second reason is that the presence of one or several multipactor clouds will reflect a fraction of the power in an

uncontrolled way. Finally, the full propagation chain from the source to the load may be non-linear and depend on the amplitude of the field. Additional RF measurements as well as the introduction of an RF circulator to avoid power return to the source are planned. We note that variations are however relatively low for the tests with $SWR \in [2.0, 4.0]$. For $SWR = 10.0$, they are more significant. The actual values for the SWR are summed up in Table 1.

Theoretical SWR	Min SWR	Mean SWR	Max SWR	Standard deviation	Relative Standard Deviation [%]
1.0	1.22	1.43	2.13	0.22	15.38
2.0	1.88	2.20	2.76	0.14	6.36
4.0	4.61	5.01	5.93	0.24	4.79
10.0	4.69	15.00	22.93	1.77	11.80
$\rightarrow +\infty$	1.39	12.76	14.92	12.76	100.00

Table 1: SWR data calculated from measured forward and reflected powers

4.2 Consistency of the electric fields measured by the electric field probes

We verified that the electric field measured by the electric field probes matched the analytical law:

$$V_{coax}(z) = V_f \sqrt{1 + R^2 + 2R \cos(2\beta z + \psi_0)} \quad (4)$$

where R is calculated at every measurement point from P_f and P_r , $\beta = c/f$ and ψ_0 is a phase controlling the position of the electric field nodes. Forward voltage V_f is obtained from:

$$V_f = 2 \sqrt{P_f Z_0} \quad (5)$$

The line impedance is $Z_0 = 50 \Omega$. We fitted ψ_0 for the various tests so that the V_{coax} measured by the probes at their position is as close as possible to the V_{coax} calculated from the measured powers. The field probe located at the ‘‘E1’’ pick-up ($z = 0$ m) measured unreasonably high voltages so we excluded its data from the fit. We represented in Table 2 the ψ_0 that we obtained for every test, as well as the value of the coefficient of determination r^2 .

Theoretical SWR	ψ_0 [rad]	r^2
1.0	3.3	0.962
2.0	3.2	0.961
4.0	3.4	0.979
10.0	3.9	0.989
$\rightarrow +\infty$	1.6	0.841

Table 2: Spatial phase obtained by fitting and r^2 determination coefficient of the fit for the different tests.

Results are satisfactory for all tests but the short-circuit. We also note that r^2 is less satisfactory for the low SWR tests. We represented in Figure 4 the voltages measured by the probes for several tests and forward powers (stems) and obtained by fitting analytical law (solid line). For the $SWR = 1.0$, we expect an horizontal line as the electric

field should be uniform in the system. This is what is measured by the electric field probes. However, as we measured a non-null reflected power, the SWR that we used for the fit is higher than unity and the fitted law is wave-shaped. Hence, the measure of the reflected power and the SWR are overestimated.

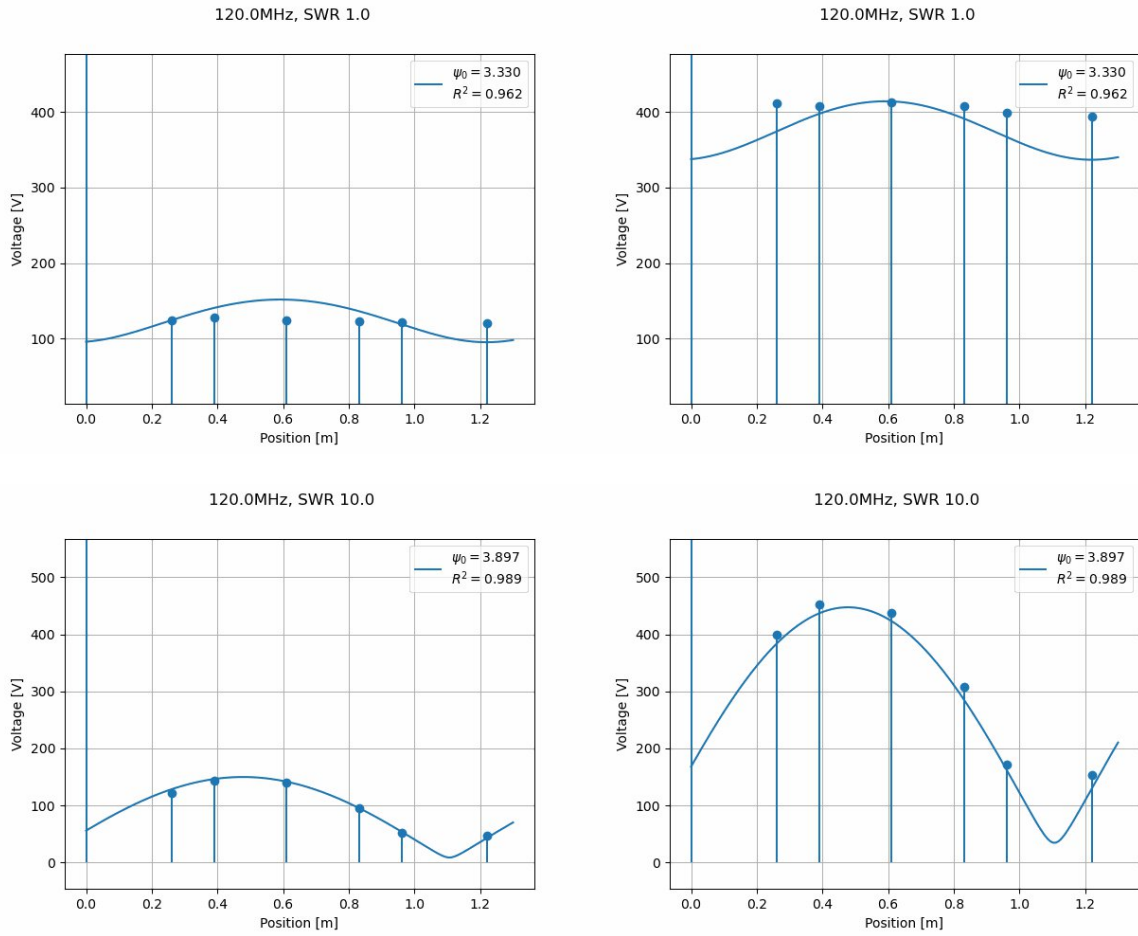


Figure 4: Voltage as a function of position for the $SWR = 1.0$ (top) and $SWR = 10.0$ tests (bottom). Left images are taken at low power and right images at high power. Stems represent the voltage measured by the probes, and solid line the voltage obtained from Equation (4). The field probe “E1” at $z = 0$ was not considered for the fit.

5 Multipactor studies

For this series of tests, we state that a multipactor event occurred when a current probe measured a current above $12 \mu\text{A}$. We post-processed the current data to filter out the local bursts and drops of measured current. We excluded the “E1” probe from our process, as the voltage measured at this probe was unreasonably high.

5.1 Somersalo scaling law

For every test, we took the lower power threshold measured during the last power cycle. We also took the value of R at the corresponding time step and reported those in Figure 5. We fitted the Somersalo scaling law given by Equation (3); the short-circuit test was excluded from the fit.

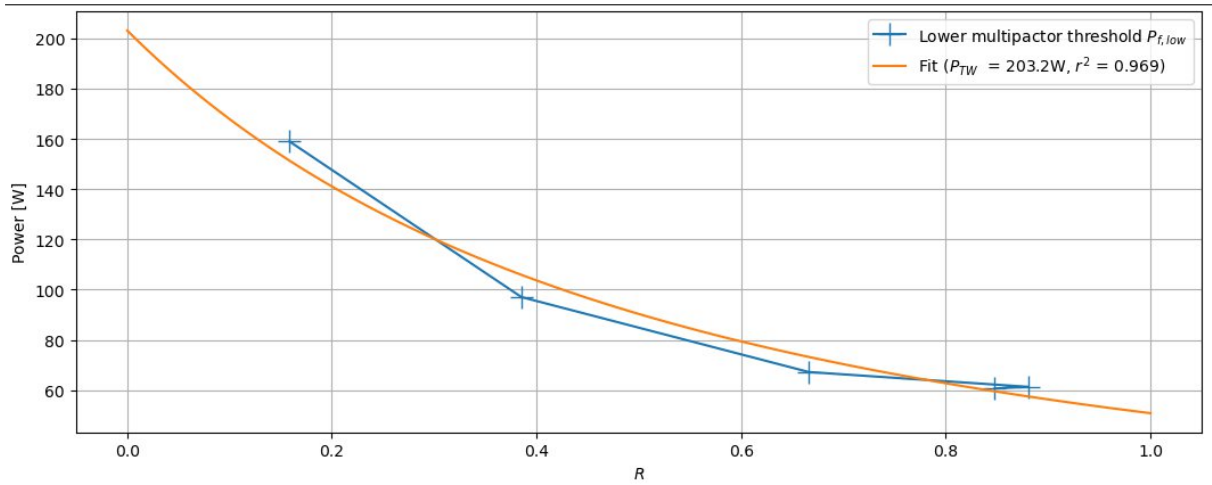


Figure 5: Evolution of the lower multipactor threshold as a function of R , as measured (blue) and with the fitted Somersalo scaling law

We can observe the global tendency for the lower power threshold to be respected. However, we found during post-processing that the test bench was not fully conditioned at the end of the tests, limiting the scope of these conclusions. We did not observe a second multipactor mode at higher powers.

5.2 Checking Perez law

In our configuration, the product fd is $1.3 \text{ GHz} \cdot \text{mm}$, so we expect the lower voltage threshold to be a constant. Similarly to the Somersalo study, we took the lower threshold measured during the last power cycle for every test. Here, the study is local, *i.e.* we discriminate the multipactor according to where it was measured. The voltages are the ones measured by the field probes. We reported it in Figure 6, along with the upper voltage thresholds.

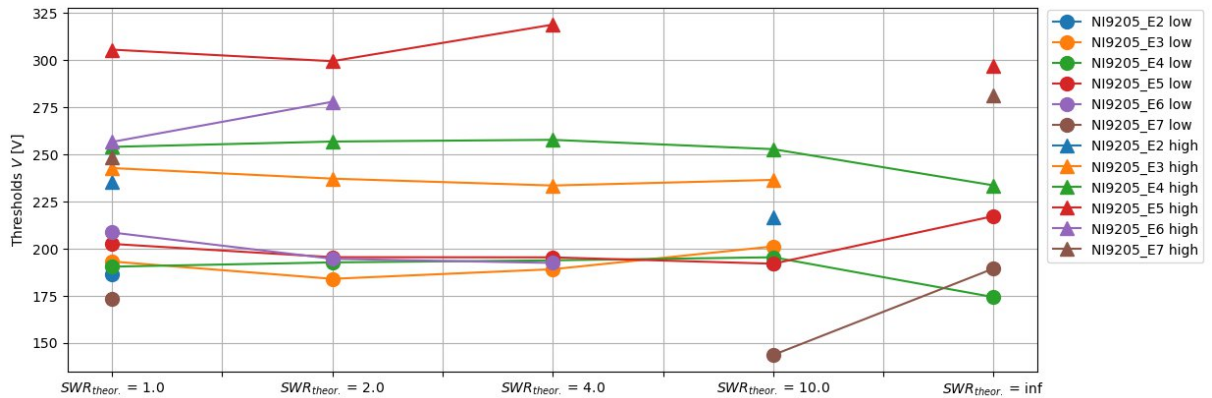


Figure 6: Lower (circles) and upper (triangles) multipactor thresholds measured at every pick-up for every multipactor test

Over all the tests, the mean of the lower thresholds is 191 V with a standard deviation of 14 V , so the relative standard deviation is 7% . The lower threshold, when it is found, exhibits few variations from one test to another and from one pick-up to another — the short-circuit test being an exception. Also, a multipactor at a very low voltage is observed during the $SWR = 10.0$ test at the E7 pick-up. We attribute it to insufficient conditioning. In every test, multipactor was observed at the “E2” probe. However, it was eventually conditioned and there was no multipactor during the last power cycle at this pick-up in all tests but the first.

The mean of the upper multipactor thresholds is 260 V , with a standard deviation of 29 V . The relative standard deviation is 11% , which is close to what we found for the lower threshold. At a given pick-up, the upper threshold varies very little. We think that the differences between the different pick-ups are caused by local variations of electron emission properties and should vanish with a more thorough conditioning. These results suggest that, similar to the lower threshold, the upper voltage threshold is constant with respect to SWR for our values of fd .

6 Conclusions

In this study, we presented our test bench under development. It can detect the apparition of the multipactor in a coaxial waveguide under several propagation modes. First, we confirmed that the electric field measured along the waveguide was consistent with the forward and reflected RF powers. We compared the lower thresholds, in terms of power and voltage, to the work of Somersalo et al. [1] and Perez et al. [2]. They quantitatively match the expected results: the lower power threshold decreases with R , but the lower voltage threshold remains constant. We also observed that the upper voltage threshold varied little with SWR . The scope of our results still suffers from several drawbacks. First of all, we observed a mismatch between the SWR expected by looking at the shape of the electric field and the one that was calculated from P_f and P_r . We plan to fix this by installing a circulator that will avoid the return of power to the RF source. Furthermore, our tests did not last long enough to allow the full conditioning of the bench. Hence, its emission properties may vary from one test to another. As multipactor is extremely sensitive to this parameter, we started a second test campaign with more power cycles. Tests will be performed at different frequencies, allowing us to reproduce and study the susceptibility diagram from Al Hajj Sleiman et al. [3]. Finally, we still have some diagnostics to install and calibrate, in particular the thermocouples. We also plan to develop a Retarding Field Analyzer. This last diagnostic will give us information on the energy of the electrons in the multipactor cloud.

7 Acknowledgements

The authors would like to thank Mohamed Belhaj for his precious help in the development of the test bench and his enlightening comments.

Bibliography

- [1] Somersalo, E., Yla-Oijala, P., Proch, D., & Sarvas, J. (1998). Computational methods for analyzing electron multipacting in RF structures. Part. Accel., 59, 107–141. <http://cds.cern.ch/record/1120302/files/p107.pdf>
- [2] Perez, A. M., Tienda, C., Vicente, C., Anza, S., Gil, J., Gimeno, B., Boria, V. E., & Raboso, D. (2009). Prediction of Multipactor Breakdown Thresholds in Coaxial Transmission Lines for Traveling, Standing, and Mixed Waves. IEEE Transactions on Plasma Science, 37(10), 2031–2040. <https://doi.org/10.1109/TPS.2009.2028428>
- [3] Al Hajj Sleiman, E., Hillairet, J., & Belhaj, M. (2022). Multipactor thresholds prediction for geometries subject to standing waves. International Workshop on Multipactor, Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware (MULCOPIM2022). <https://hal.science/hal-03930959>
- [4] Gómez Martínez, Y., Angot, J., Baylac, M., Cabanel, T., Dumont, P.-O., Emeriaud, N., Longuevergne, D., Sattonnay, G., & Zimmermann, O. (2021). First Measurements on Multipactor Study. 12th International Particle Accelerator Conference, 3633–3635. <https://doi.org/10.18429/JACOW-IPAC2021-WEPAB396>
- [5] Plaçais, A. (2024). MULTIPAC test bench (v1.4.2). https://github.com/AdrienPlacais/multipac_testbench/

Plasmas Spatiaux et Terrestre 1

Monopole and dipole electrical signatures of near-solar hypervelocity dust impacts recorded with Solar Orbiter

Samuel Kočiščák¹, Arnaud Zaslavsky², Ingrid Mann¹, Audun Theodorsen¹

¹IFT, UiT The Arctic University of Norway, Tromsø, Norway, samuel.kociscak@uit.no

²LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, Paris, France

Keywords: interplanetary dust, Solar Orbiter, hypervelocity impacts / poussière interplanétaire, Solar Orbiter, impacts à hypervitesse

Abstract/Résumé

A deeper understanding of interplanetary dust dynamics is desirable, as it holds significance for heliospheric and planetary space science. Operating within 1 AU, Solar Orbiter (SolO) and Parker Solar Probe (PSP) venture as close as <0.3 AU and <0.05 AU from the Sun, respectively. Despite lacking dedicated dust detectors, both spacecraft detect dust in-situ upon impact through rapid measurements facilitated by their electrical antenna suites.

Our investigation focuses on analyzing SolO's antennas' response to individual dust impacts on a statistical basis, as this instrument provides both monopole (antenna to spacecraft) and dipole (antenna to antenna) electrical measurements, as opposed to PSP, which mostly performs dipole measurements. The primary objective is to attain understanding of how the hypervelocity impacts produce signals on the antennas, which enables the examination of high-level data from both spacecraft. Specifically, we present a study of SolO's monopole time-domain data, providing insights into the impact process, particularly in relation to monopole and dipole data acquisition. This understanding is then used for the analysis of PSP's data.

1 Introduction

A lot remains unknown about the interplanetary dust dynamics, especially in the vicinity of the Sun: the location and the properties of the near-solar dust free zone, the particulars of the collisional grinding process in the interplanetary dust cloud (also known as zodiacal cloud), and the dynamics of dust much smaller than the visible light wavelength (also known as nanodust), to mention a few. Near-solar in-situ measurements are therefore priceless for answering the open questions [1].

Solar Orbiter (SolO) and Parker Solar Probe (PSP) both orbit the Sun in inner heliosphere, that is <1 AU. Neither of these is equipped with a dedicated dust detector, but both allow for in-situ on-collision dust detection, recording the plasma effects that accompany the hypervelocity impacts with their respective antenna instruments. The process of impact onto a positively charged spacecraft has been studied extensively previously (e.g. [2, 3]), yet the understanding is still limited to simple cases. While both spacecraft provide dust detection capability in the dipole (antenna-antenna) mode, only SolO provides monopole (antenna-body) mode, which is much easier to interpret. Given the similarities between the spacecraft, we study the difference between monopole and dipole dust detection capabilities of SolO, to use the knowledge for PSP data interpretation.

2 Dust impact process

A dust grain colliding with a solid object at high relative speed, that is \geq km/s, is destroyed and at least partially vaporized and ionized due to great energies present on impact [7]. Consider a hit on the spacecraft's body (as opposed to less likely, yet possible hit on the spacecraft's electrical antenna). Should the spacecraft be on an electrical potential different from the local plasma potential, such as if illuminated by the sunlight, the local electric field acts to separate the impact-generated charge plume, which in turn creates a disturbance, which is possibly picked up by the electrical measurements. There are several possible scenarios for the disturbance, depending on the spacecraft's state and the impact location, angle, etc.

The impact happens on the surface of the body; therefore, the generated plume is initially coupled to the spacecraft body. Since the plume is quasi-neutral, the generation of the plume is not observed per se in the first order. As some of the charges escape from the vicinity of the spacecraft due to the present electrical field, the change in the spacecraft's potential is induced. Should the impact happen on a positively charged spacecraft, which is the typical scenario if the spacecraft is illuminated by the sunlight, then the electrons in the impact plume with energy insufficient to escape are retained by the spacecraft, while virtually all the ions are repelled. Given the difference in the time scale, electrons with sufficient energy escape first, then the ions escape. Once the process is over and all the impact charges are collected by the spacecraft or have escaped, the spacecraft's body is left on a different potential than before, hence out of equilibrium. Now the ambient plasma currents act to equalize this potential on a timescale slower than the timescale of the charge separation process described in this paragraph.

There are two typical measurement arrangements for the electrical antennas: monopole and dipole. In the monopole configuration, the antennas measure voltage with respect to a common ground, that is the body of the spacecraft. In the dipole arrangement, two antennas measure with respect to each other, see Fig. 1. The monopole configuration is therefore the sole one that is sensitive to the changes in the spacecraft body's potential. The typical evolution of the electric potential of the spacecraft body upon a dust impact is shown in Fig. 2. Note that in the typical monopole measurement, the voltage is measured with respect to the body (antenna - body), therefore the signature would have shown reversed in the measured waveforms, hence predominantly positive.

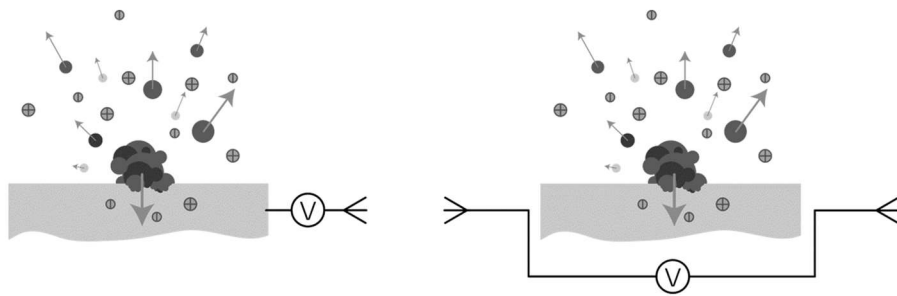


Figure 1: Monopole (left) and dipole (right) configuration of the electrical antennas. Only the monopole configuration is sensitive to the changes in the spacecraft body's potential in the first order.

The photoelectron sheath is present near the illuminated metallic surfaces of the spacecraft. It is the result of the trajectories of the photoelectrons, most of which do not have energy sufficient to escape the potential well of the spacecraft, yet they reach the extent comparable with the size of the spacecraft before they return to the body of origin. They are an important complication for the understating of the process, since they are believed to shield the much slower escaping ions [2]. They were however used to explain the hard to understand single-hits observed with STEREO spacecraft [3].

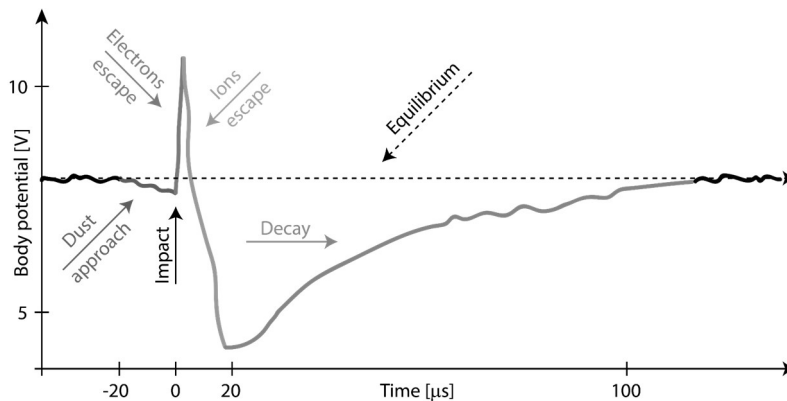


Figure 2: The typical spacecraft body's electrical potential evolution as a result of a dust impact. The time scales approximate those of Solar Orbiter and the amplitudes are much larger than usually observed.

3 Impact signatures at Solar Orbiter

The monopole (antenna - body) impact signature is a positive peak caused by ions escaping from the impact site, as explained in the previous section. Upon inspection of high-resolution SoLO/RPW electrical data, a previously unobserved feature was found: a secondary positive peak, decidedly delayed after the main positive peak, intermittently present in one or several channels [4,5]. It was concluded that this peak comes as a result of ions interfering with the antennas, mostly due to the delay of $\approx 100\text{ms}$ behind the main peak, and due to the strong asymmetry with respect to the three channels. Fig. 3 shows a clear example of such event, which only shows strong in the third channel. We note that the negative peak of escaping electrons is not pronounced in this event.

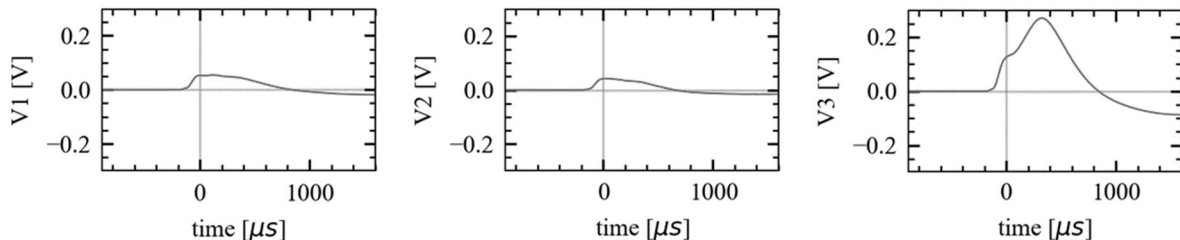


Figure 3: Three monopole electrical channels, as measured with SoLO's RPW, produces by the time domain sampler.

A mechanism for generation of secondary positive peaks, compatible with our observations, was proposed previously as a means of explanation of certain features observed with Waves instrument onboard Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO) [6]. The newly observed features in SoLO data are explained using this approach [4]. The mechanism relies on the assumption that the impact plume generated electric field is capable of liberating some of the otherwise bonded photoelectrons from the photosheath and therefore enhances the photocurrent for a short time. For detail, the reader is referred to [3,4]. Some of the specifics of SoLO necessary for this phenomenon to occur are present at PSP, while other are not.

Importantly, the secondary peak's amplitude is not a linear function of the primary peak's amplitude and is very random, present intermittently. See the comparison between the well-understood primary peak and the newly reported secondary peak in Fig. 4.

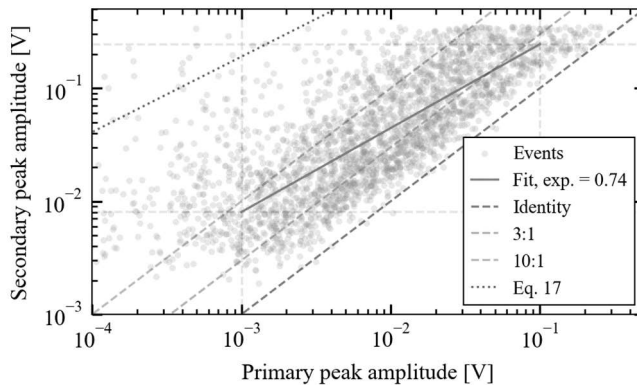


Figure 4: Three monopole electrical channels, as measured with SoLO/RPW, produces by the time domain sampler.

4 Monopole vs. dipole effects

Generally speaking, monopole antenna configuration is favorable for dust detection, since in the first order approximation, the impact influences the spacecraft's body. Hence, measurements of antenna voltage against the body allow for detection of this effect [5]. Since PSP mostly records the peak values of electrical waveforms in dipole (antenna - antenna) configuration, it is of interest to study how much do the statistics of these differ from much better understood statistics of the monopole signals. It is of interest to study the response of Solar Orbiter in order to interpret the statistics obtained in the analysis correctly.

The secondary peak found in the Solar Orbiter data and described in the previous section is a dipole feature, since it doesn't show in all of the channels. It is the typical choice to focus on the amplitude measured in the channel which shows the strongest peak. It is however not the strongest peak, but the chronologically first peak, which is the better understood and the statistics of which can be therefore used to infer the properties of the

impacting grains and the impact process. One should not assume the strongest peak to be the well understood monopole response.

Fig. 5 compares the peak voltage distribution evaluated in two distinct ways: 1. the solid line shows the histogram of the main positive peak in the monopole signal, specifically the smallest of the three recorded monopole peaks, which we consider to correspond to the primary peak reasonably well and therefore to be the best measure of the monopole response. 2. the dashed line shows the histogram of the highest observed maxima for each impact, specifically the maximum of the three monopole maxima detected during the impact. It is easily observed that the average amplitude obtained in the first way is lower and with a lower variance, compared to the amplitude obtained in the second way. Even more importantly, the amplitude obtained in the second way does not scale proportionally to the amount of the impact charge generated on impact.

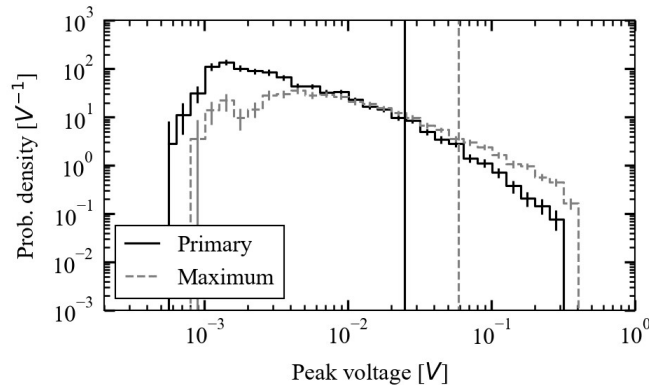


Figure 5: The primary peaks and the highest max amplitude histogram of all the *Solo/RPW* dust hits. The vertical lines show the mean value.

5 Parker solar probe and Solar Orbiter

The database of dust impacts recorded with PSP/Waves was recently published [6]. Thanks to Solar Orbiter, we have an opportunity to study a bias present in the PSP data. Since there is, generally speaking, a single monopole channel recording in PSP, the amplitudes of the peaks cannot be compared across several channels. We now assume the waveforms to be the same as with Solar Orbiter. This is a very crude assumption, given the different construction and the region of operation of PSP. Assuming this, we can however study what bias does this bring to the statistics of the impacts on PSP. We chose the solar Orbiter antenna number 2, which corresponds best to the PSP antenna V2 in terms of its orientation with respect to the Sun and ram directions. The histogram of the amplitudes collected in this way is shown in Fig. 6. This measure is comparable to the dust data which are provided for PSP/FIELDS [6], as these measurements also provide one monopole. We see that the bias is present, as the Antenna 2 does not report the same statistics as the primary peak, but the approximation is much better than it would have been in the case of analyzing the strongest of the three peaks.

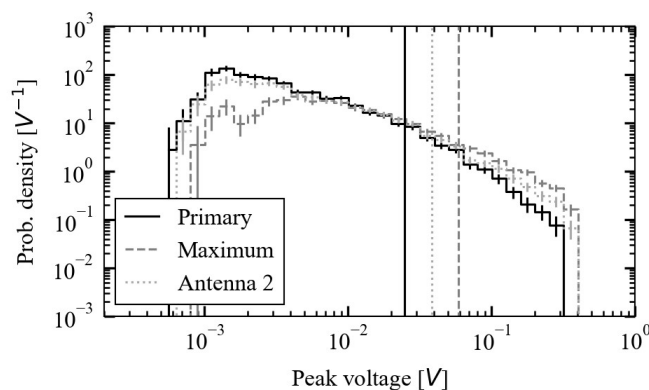


Figure 6: The same as in Fig. 5, but showing one more histogram: the histogram of the amplitudes as recorded if the same antenna is studied for all the impacts.

6 Conclusions

It was shown before by other authors and in the present work that the electrical antennas are sensitive to dust impacts onto spacecraft surfaces. With proper configuration and with the understanding of the limitations, properties of both the individual dust grains and the solar system dust cloud can be analyzed.

A double peak structure was found in Solar Orbiter electrical waveform data recently. The primary peak is well understood and linked to the alteration of the spacecraft potential due to the impact, while the secondary peak is of dipole quality, since it is different in each channel, usually showing prominently in a single channel. When approaching the statistical analysis of the properties such as the amplitude, rise and decay time, it is very important to sensitively distinguish between the primary and the secondary peaks. The highest of the present peaks should not be assumed proportional to the amount of impact-produced charge.

Making use of the three monopole channels available for Solar Orbiter, we studied the influence of the wrong choice of the amplitude measure. The bias is greatly reduced, when one analyzes a single given antenna rather than the maximum of the available antennas. This has relevance for PSP, where only one dipole is usually available, although the electronic process for PSP is different due to different construction and environment. This also has relevance for future analyses of the Solar Orbiter data, since Solar Orbiter has recently lost the electrical antenna 3. When interested in the amount of impact-generated charge, it is recommended to assume it proportional to the smaller of the two recorded amplitudes.

References

- [1] Mann, Ingrid, et al. "Dust observations with antenna measurements and its prospects for observations with Parker Solar Probe and Solar Orbiter." *Annales Geophysicae*. Vol. 37. No. 6. Copernicus GmbH, 2019.
- [2] Meyer-Vernet, Nicole, et al. "Frequency range of dust detection in space with radio and plasma wave receivers: Theory and application to interplanetary nanodust impacts on Cassini." *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 122.1 (2017): 8-22.
- [3] Pantellini, Filippo, et al. "Nano dust impacts on spacecraft and boom antenna charging." *Astrophysics and Space Science* 341 (2012): 309-314.
- [4] Kočiščák, Samuel, et al. "Impact Ionization Double Peaks Analyzed in High Temporal Resolution on Solar Orbiter." *EGUsphere* 2023 (2023): 1-39.
- [5] Kvammen, Andreas, et al. "Machine learning detection of dust impact signals observed by the Solar Orbiter." *Annales Geophysicae*. Vol. 41. No. 1. Copernicus GmbH, 2023.
- [6] Malaspina, David M., et al. "A Dust Detection Database for the Inner Heliosphere Using the Parker Solar Probe Spacecraft." *The Astrophysical Journal Supplement Series* 266.2 (2023): 21.
- [7] Friichtenicht, J. F. "Micrometeoroid simulation using nuclear accelerator techniques." *Nuclear Instruments and Methods* 28.1 (1964): 70-78.

**Diagnosics radio de l'accélération et du transport de particules dans la
couronne solaire à l'époque de Solar Orbiter**
*Radio diagnostics of particle acceleration and transport
in the solar corona in the Solar Orbiter era*

Karl-Ludwig Klein¹, Abdallah Hamini¹, Carolina Salas Matamoro², Melissa Pesce-Rollins³

¹ *Observatoire de Paris, LESIA et Observatoire Radioastronomique de Nançay, Univ. PSL, CNRS, Sorbonne Univ., Univ. Paris Cité, Univ. Orléans, F-92190 Meudon, France, ludwig.klein@obspm.fr*

² *Space Research Center, University of Costa Rica, San Jose, Costa Rica, CAROLINA.SALAS_MATA@ucr.ac.cr*

³ *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Pisa I-56127 Pisa, Italy*

Soleil - accélération de particules - émission de particules; Sun - particle acceleration - particle emission.

Résumé/Abstract

Nous présentons deux études d'électrons accélérées dans des éruptions solaires par des instruments au sol et dans l'espace (satellites Fermi et Solar Orbiter). Le premier cas est une éruption où des particules relativistes produisent un sursaut gamma surprenant, visible depuis l'orbite terrestre alors que l'éruption se situe sur la face cachée du Soleil; l'autre cas est une éjection de masse où des électrons sont détectés dans l'espace bien après le début de l'éruption. Dans les deux cas nous décrivons comment la spectro-imagerie à Nançay aide à révéler des processus complexes d'accélération et propagation des particules dans des structures magnétiques à grande échelle de la couronne solaire.

We present combined observations of energetic nucleons and electrons accelerated in solar flares, using case studies of two events: one where relativistic particles are accelerated and produce a surprising signature visible from Earth orbit, although the flare itself occurred behind the solar limb; a second one, where energetic electrons are observed in space, but well after the start of the flare. In both cases we illustrate how spectrographic imaging at the Nançay Radio Observatory sheds light on complex processes of acceleration and propagation of the energetic particles in large-scale coronal magnetic structures.

1 Introduction

Heliophysics benefits presently from two space missions that approach the Sun, Parker Solar Probe (NASA) and Solar Orbiter (ESA/NASA). Both carry energetic particle detectors and full-Sun radio spectrographs at frequencies below about 15 MHz. The observation of energetic particles accelerated near the Sun from a vantage point that is closer than the Earth reduces the distortion of the time profiles and other properties that is produced by propagation through the turbulent interplanetary medium. Solar Orbiter has in addition EUV and X-ray instruments for remote-sensing imaging and spectroscopy of the plasma of the solar atmosphere where at least part of the particles are accelerated, and of non-thermal electrons interacting in the low solar atmosphere. The question how particles are accelerated at and near the Sun and how they escape and fill the Heliosphere is one of the key science issues.

In the present contribution we attempt to illustrate how these instruments are complemented by ground-based radio observations in the frequency range 1 GHz to some tens of MHz, close to the ionospheric cutoff. The Nançay Radio Observatory operates whole-Sun radio spectrographs in the range 1000-144 MHz (ORFEES; [1]) and 80-20 MHz (Nançay Decameter Array NDA; [3]) and an imager in the range 450-150 MHz (Nançay Radioheliograph NRH; [2]). We present two case studies to illustrate how they further our understanding of particle acceleration and transport in eruptive solar activity.

2 Radio observations of solar flares with the Nançay Radioheliograph.

Solar flares are abrupt releases of energy stored in coronal magnetic field configurations. They manifest themselves in plasma heating and the acceleration of electrons and protons to energies far in excess of the thermal energy in the corona of order 100-200 eV. In extreme cases protons or heavy nuclei can be accelerated to GeV energies. The manner in which this is achieved is still poorly understood, especially because it is difficult to address the back-reaction of the energetic particles on the magnetic field configuration. More observations are

also needed to disentangle the role of different candidate accelerators, which exist simultaneously during the major events where such high energies are achieved. It is still widespread to consider the flare as a point-like event in space and time, where small-scale processes such as magnetic reconnection energise the plasma and accelerate particles, whereas large-scale coronal shock waves driven by massive coronal mass ejections accelerate particles over large spatial scales and are responsible for the most energetic particles encountered in space or even in the solar corona.

Relativistic solar particles in the solar atmosphere can be observed through their gamma-ray emission. Such an event was observed on 2022 Sep 29 by the Large-Area Telescope (LAT) of the Fermi mission (NASA), which orbits the Earth. Pesce-Rollins and coworkers [4] analysed its time profile and found it to be highly reminiscent of a few impulsive gamma-ray events observed on the visible solar disk. However, this particular burst came from an active region behind the solar limb as seen from the Earth, but within the field of view of Solar Orbiter. In the standard picture of a flare that is restricted to the active region, gamma-ray emission would not be visible from this event. When combining the gamma-ray observations with X-ray imaging from Solar Orbiter and radio spectral imaging from the Nançay Observatory, we show that the radio images reveal a large-scale magnetic structure bridging the solar limb and connecting the occulted active region with the visible disk. The gamma-ray emitting particles could thus travel away from the parent active region to a favourable place for being observed by Fermi. In this presentation we will discuss these observations and a plausible picture of particle acceleration and particle transport.

In a second illustration, we will consider the evolution of non-thermal electrons in an erupting magnetic flux rope, which is part of a coronal mass ejection. During this event the particle detector aboard Solar Orbiter observed energetic electrons in space, at a heliocentric distance of 0.64 times the Sun-Earth distance, but several tens of minutes after the start of the flare. Combined imaging with the Nançay Radioheliograph and spectrography with ORFEES shows how the electrons are initially confined in the erupting closed magnetic structure, and released to the Heliosphere in discrete processes well after the flare start, probably as the structure reconnects with neighbouring magnetic field lines that are open to the Heliosphere.

3 Conclusion

After 5 years of maintenance work the Nançay Radioheliograph resumed scientific observations in November 2020. While work on the instrument is pursued to enhance the sustainability of the observations until the end of the Solar Orbiter mission, ongoing research by our group and others demonstrates its continued usefulness as the worldwide unique dedicated solar imager in the 150-450 MHz range. Together with the full-Sun radio spectrographs of the Nançay Observatory it adds a considerable scientific value to the observations of the Solar Orbiter mission, because it covers an essential height range in the corona on the way of energetic particles from acceleration regions low in the eruptive active regions to the high corona and interplanetary space probed by the space-borne radio and particle instruments. The physical phenomena that we illustrate in this presentation – propagation of particles along and trapping within large-scale magnetic structures – are basic ingredients that must be considered when the origin of energetic particle populations that fill the Heliosphere is to be understood.

Bibliography

- [1] Hamini, A., Auxepaules, G., Birée, L., et al. 2021, *J. Spa. Wea. Spa. Clim.*, 11, 57
- [2] Kerdraon, A. & Delouis, J.-M. 1997, in *Lecture Notes in Physics*, Vol. 483, *Coronal Physics from Radio and Space Observations*, ed. G. Trottet (Berlin, Heidelberg, New York...: Springer), 192-201
- [3] Lecacheux, A. 2000, in *AGU Monograph*, Vol. 119, *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, ed. R. Stone, K. Weiler, M. Goldstein, & J.-L. Bougeret, 321-328
- [4] Pesce-Rollins, M., Klein, K.-L., Krucker, S., et al. 2023, *Astron. Astrophys.*, submitted

**Siffleurs à fréquences extrêmement basses détectés en orbite basse :
résultats de campagnes d'acquisition de la mission Swarm et perspectives
d'observation ionosphérique**

***Whistlers in Extremely Low Frequencies detected at Low Earth Orbit: results
from Swarm mission acquisition campaigns and prospects for ionospheric
observation***

P. Coisson¹, M. Jenner¹, G. Hulot¹, L. Chauvet¹, R. Deborde¹, D. Buresova², V. Truhlik²

¹*Université Paris Cité, Institut de physique du globe de Paris, CNRS, {coisson, jenner, gh, lchauvet, deborde}@ipgp.fr*

²*Institute of Atmospheric Physics of the Czech Academy of Sciences, Prague, Czechia, {buresd, vtr}@ufa.cas.cz*

Mots clés : siffleurs, mission Swarm, Contenu Racine Électronique Total, sondage ionosphérique
Keywords: whistlers, Swarm mission, Total Root Electron Content, ionospheric sounding

Résumé/Abstract

Les magnétomètres scalaires absolus (ASM) à bord des satellites de la mission Swarm de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) peuvent acquérir des données en mode *burst* avec un échantillonnage à 250 Hz. Depuis 2019 des campagnes d'acquisition en mode *burst* ont été réalisées tous les mois avec deux des trois satellites de cette constellation : Alpha (altitude orbitale autour de 450 km) et Bravo (altitude orbitale autour de 500 km). Ces satellites ont la caractéristique de dériver progressivement en heure locale (LT), environ 1 heure tous les 10 jours. Ceci a été exploité pour couvrir progressivement toutes les LT, avec l'objectif d'obtenir une couverture complète de toutes les LT pour toutes les saisons. Ces campagnes ont déjà permis de détecter plus de 90 000 siffleurs, produits par les éclairs les plus forts. Des algorithmes spécifiques ont été développés pour détecter et caractériser ces siffleurs. Un catalogue d'événements est maintenant distribué comme un produit officiel de la mission Swarm. Nous avons aussi développé une technique qui utilise les siffleurs détectés pour obtenir un nouveau paramètre ionosphérique : le Contenu Électronique Racine Total (TREC).

Absolute Scalar Magnetometers (ASM) onboard the satellites of the European Space Agency (ESA) Swarm mission can be run in a 250 Hz sampling rate *burst* mode. Since 2019, one-week *burst* mode acquisition campaigns have been carried out every month by each of two of the three satellites of the constellation: Alpha (orbital altitude around 450 km) and Bravo (orbital altitude around 500 km). These satellites have the characteristics of drifting progressively in Local Time (LT), about 1 hour every 10 days. This has been used to progressively cover all LTs, the goal being to obtain full LT coverage at all seasons. These campaigns already allowed the detection of more than 90 000 whistlers, produced by the strongest lightning strikes. Dedicated algorithms to detect and characterise these whistlers have been developed and a catalogue of events is now distributed as an official scientific product of the Swarm mission. We also developed a technique that takes advantage of the detected whistlers to obtain a new ionospheric parameter: the Total Root Electron Content (TREC).

1 Introduction

The ESA Swarm mission completed 10 years in orbit at the end of 2023. In addition to achieving its main scientific objectives of monitoring the Earth magnetic field, several other new scientific products have been developed. The ASM measures the intensity of the magnetic field at the location of the satellite. It is nominally operated at 1 Hz, but when operated in *burst* mode at 250 Hz [1], proved to be able to detect electromagnetic signals in the Extremely Low Frequencies (ELF). Regular acquisition campaigns in *burst* mode started in 2019 and continue today, one week per month on both the Alpha and Bravo satellites. This constitutes a very high-quality dataset, covering now both low and high solar activity conditions, at all local times. We focused our studies on lightning-generated whistlers, and analyzed in details the propagation characteristics of these signals, with the aim of developing new techniques to obtain information on the ionosphere through which they travel.

2 Methods and results

2.1 Detecting whistler signals in ELF

Fractional-hop whistlers are usually short signals, lasting at most a few seconds, depending on their dispersion. We trained an Adaptive-Network-based Fuzzy Inference System [2], in order to detect most of these events without the need of human screening of the whole dataset. We started from manually-identified whistler events and selected some features that can be computed from the time series of magnetic field intensity, corrected for a

polynomial fit to remove large-scale structures, as well as from the corresponding power spectral densities. Whistlers can be recognized as lowering tone signals; an example is provided in Figure 1.

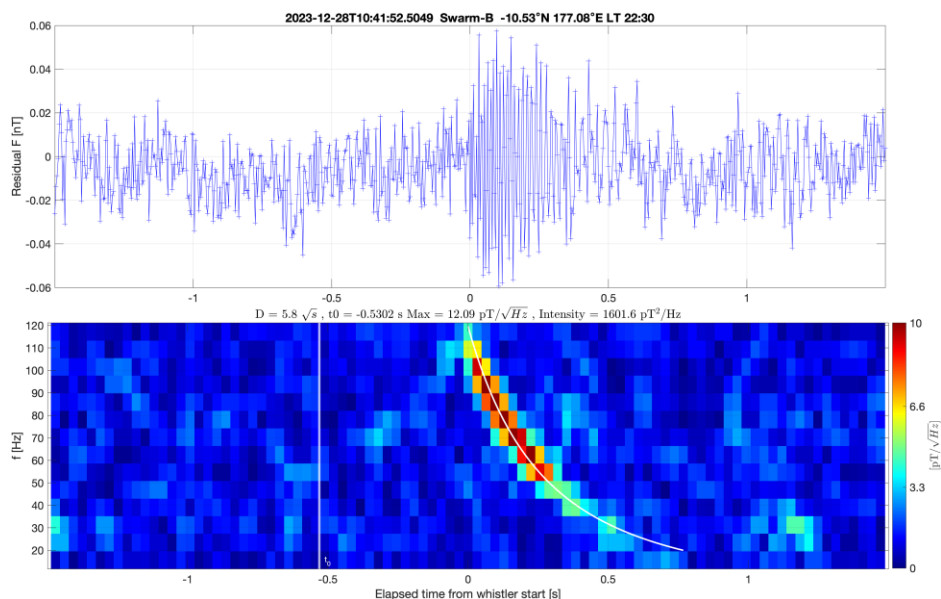


Figure 1 Example of whistler detected by Swarm B on 28 December 2023. Top panel: time series of ASM burst data after removing a polynomial fit. Bottom panel: power spectral density plot of the whistler. The dispersion curve is superposed in white and the vertical line at -0.5302 s represent the estimated time when the whistler signal entered the ionosphere.

Currently this system is used to detect time-windows within which whistlers signals are present. A subsequent manual analysis is performed to recover physical parameters: dispersion, estimated time when the signal entered the ionosphere, signal intensity, as illustrated in the bottom panel of Figure 1. This dataset is publicly distributed at https://swarm-diss.eo.esa.int/#swarm/Level2daily/Entire_mission_data/WHI.

2.2 Spatial and LT occurrences of whistlers in the ELF

The data available so far allow to obtain some information on the global occurrences of these signals. Figure 2 shows that the spatial distribution of whistlers mainly reflects regions where the most intense thunderstorms with lightning activity occur at the surface of the Earth. The ELF component of lightning signals can nevertheless travel several thousands of kilometers in the Earth-ionosphere waveguide before entering the ionosphere, broadening the regions where whistlers can be detected. Very close to the magnetic equator the number of detected whistlers drops. This is an indication that ionospheric propagation does not allow whistlers to propagate up to the satellite height, when the local Earth magnetic field is nearly horizontal.

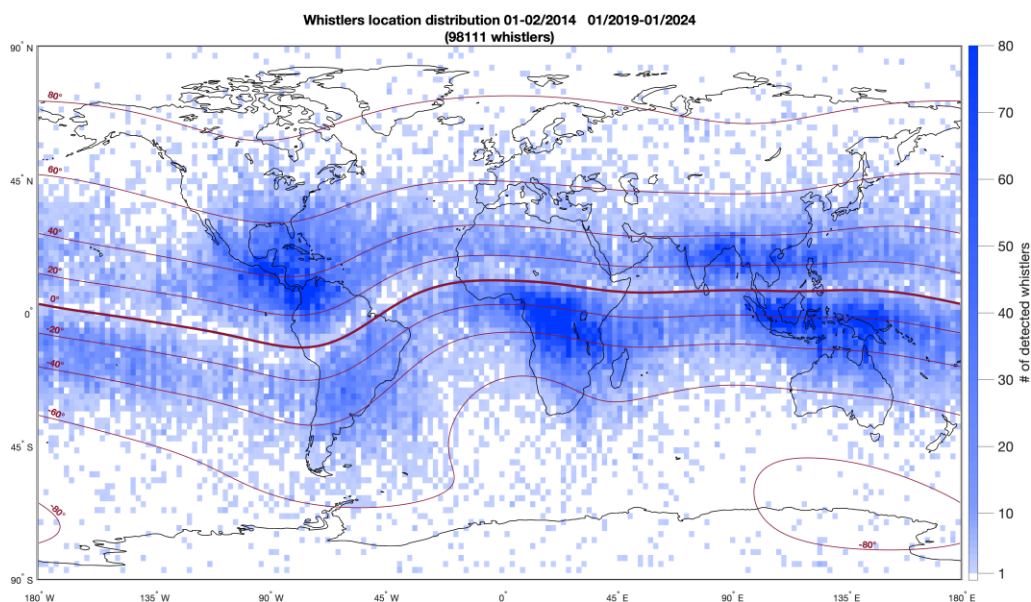


Figure 2 Density map showing the total number of detections within areas of $2^\circ \times 2^\circ$ in latitude-longitude throughout all of Swarm burst-mode campaigns run so far. Magnetic inclination isolines are also shown in red.

A first distribution of daily occurrences as a function of detection local time for each season is shown in Figure 3. The diurnal peak close to the sunset (between 18 and 19 LT) is present at all seasons, and is particularly strong between December and May. Very low whistler activity is recorded during day-time.

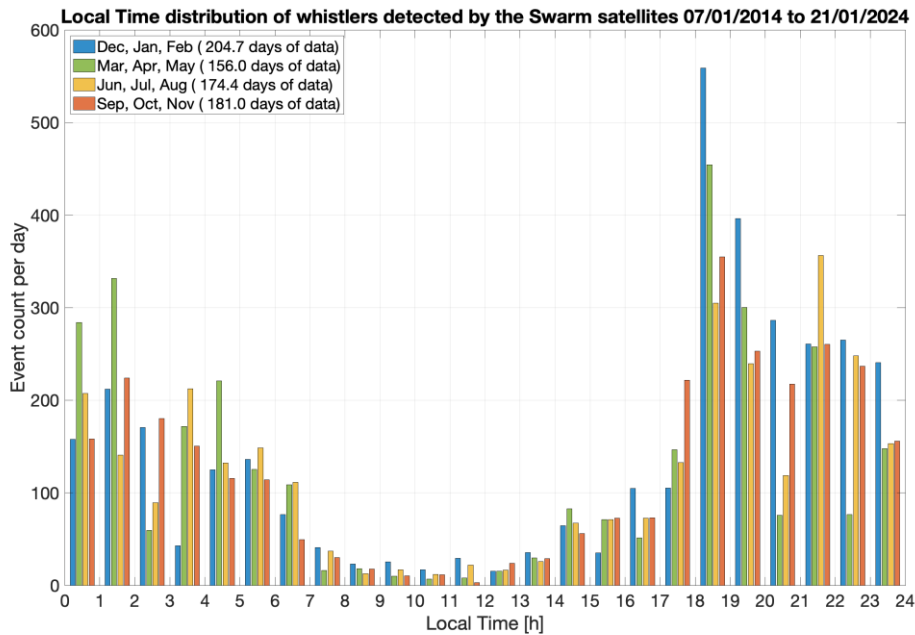


Figure 3 Average number of whistlers detected during each local time hour at the various seasons. Acquisition campaigns of one week per month per satellite were conducted on Swarm Alpha and Bravo.

A comparison with the distribution in LT of powerful lightning strikes was conducted using data from the World Wide Lightning Location Network (WWLLN) [3]. Figure 4 shows the total number of lightning strikes exceeding specific levels of energy, when available from WWLLN. The diurnal pattern shows a similar variation as the one observed for the whistlers, but presents a secondary peak in the afternoon, which is not present in the whistler data. This is an indication that the ionospheric conditions during day-time are not favorable for the penetration of ELF signals in the ionosphere.

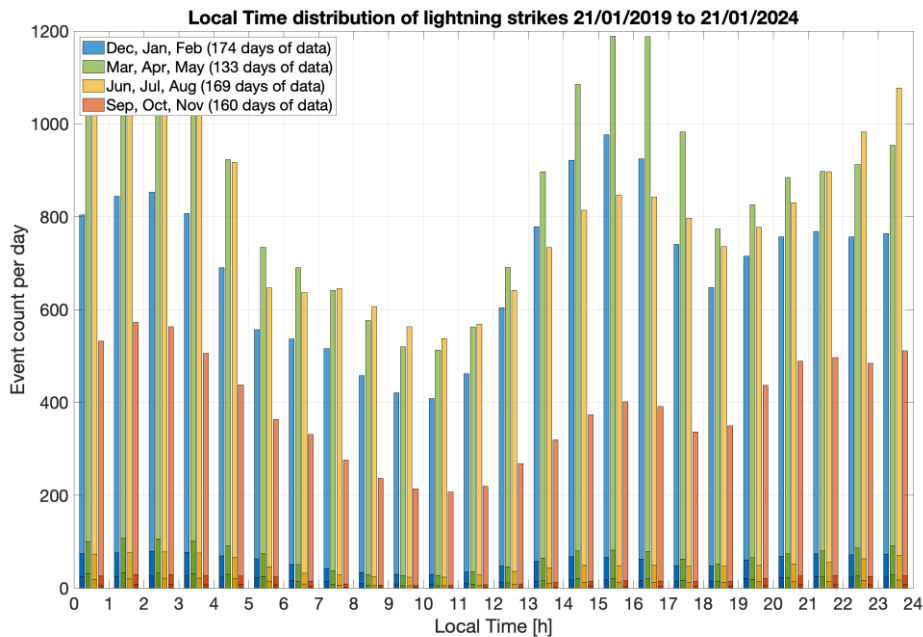


Figure 4 Global distribution of lightning strikes during 4 seasons recorded by WWLLN at each LT during the days when the ASM were operated in burst mode between January 2019 and January 2024. Darker shades of colors identify three levels of lightning energy: light colors $>10\ 000\ J$, medium colors $>50\ 000\ J$, dark colors $>100\ 000\ J$.

2.3 Measuring the ionosphere from whistler signals in ELF

We recently developed a novel technique to exploit whistlers' characteristics to recover information on the ionospheric plasma crossed by the whistlers [4]. Under the hypothesis of ionospheric plasma composed essentially of ions O^+ , for ELF signals below the lower hybrid frequency and above the oxygen gyrofrequency, we analyzed the index of refraction in the ionosphere. We obtained that the travel-time of each whistler frequency is very close to be proportional to the integral of the square-root of the electron density. We called this parameter Total Root Electron Content (TREC):

$$TREC = \int_a^b \sqrt{N(s)} ds \quad (1)$$

where $N(s)$ is the electron density along the whistler's propagation path s from a point a at the base of the ionosphere and the detection point b . In this frequency range the propagation path is not a straight line. The wave vector at ELF maintains a nearly constant angle with the ambient magnetic field direction. The propagation path is nearly vertical at high and mid latitudes, but progressively bends at low latitude, explaining also the lack of detections very close to the magnetic equator at Swarm satellites altitude. The propagation path can be computed by using ray-tracing algorithms.

We were able to validate this concept by using ionospheric profiles from nearby ionosondes [4], demonstrating that whistlers can be used to measure TREC below Swarm satellites.

3 Conclusions

Natural whistler signals in the ELF can be detected at LEO altitudes, more frequently at low latitudes and in the evening hours. The dispersion of lightning-generated whistlers can be used to infer the amount of plasma crossed while travelling through the ionosphere. This technique has been applied to Swarm *burst* mode data and could be exploited by future missions with whistler detection abilities, such as the recently selected NanoMagSat constellation of the Scout program of ESA

(https://www.esa.int/Applications/Observing_the_Earth/FutureEO/NanoMagSat_and_Tango_Scout_missions_get_go-ahead).

Acknowledgments

The authors wish to thank the European Space Agency (ESA) and the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) for their support for the scientific exploitation of Swarm mission and the World Wide Lightning Location Network (<http://wwlln.net>), a collaboration among over 50 universities and institutions, for providing the lightning location data used in this paper.

References

- [1] J.M. Léger, T. Jager, F. Bertrand, G. Hulot, L. Brocco, P. Vigneron, X. Lalanne, A. Chulliat and I. Fratter, "In-flight performance of the Absolute Scalar Magnetometer vector mode on board the Swarm satellites", *Earth Planets and Space* 67, 1, doi: 10.1186/s40623-015-0231-1, 2015.
- [2] J.-S. R. Jang "ANFIS: Adaptive-Network-based Fuzzy Inference System", *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics*, 23, 3, doi:10.1109/21.256541, 1993.
- [3] M. L. Hutchins, R. H. Holzworth, J. B. Brundell, and C. J. Rodger "Relative detection efficiency of the World Wide Lightning Location Network", *Radio Science*, 47, 6, doi:10.1029/2012RS005049, 2012.
- [4] M. Jenner, P. Coisson, G. Hulot, D. Buresova, V. Truhlik, L. Chauvet, "Total Root Electron Content: A New Metric for the Ionosphere Below Low Earth Orbiting Satellites" under revision for *Geophysical Research Letters*, 2024.

Plasmas Spatiaux et Terrestre 2

Effet de la rotation sur la propagation des ondes dans les plasmas

Effect of rotation on wave propagation in plasmas

Renaud Gueroult¹

¹Laboratoire Laplace, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, 31062 Toulouse, France

Mots-clés : Effets d'entraînement – rotation - plasmas

Keywords : Light dragging - rotation – plasmas

Abstract

The properties of waves propagating in a medium differ whether this medium is at rest or moving with respect to the observer. A canonical manifestation of this effect of motion is the longitudinal light dragging effects first postulated by Fresnel and later demonstrated by Fizeau. In standard isotropic dielectrics the signature of these effects has long been studied, showing that drag effects are typically small under normal conditions. As a result, accounting for these effects is generally not essential, and light dragging effects in standard dielectrics offers limited opportunities for technological developments. However, this is however not the case in plasmas, and in particular in rotating plasmas, for a number of reasons. First, both magnetized plasmas or unmagnetized rotating plasmas exhibit gyrotropic dielectric properties in their rest-frame. Rest-frame anisotropy leads to anormal refraction while rest-frame gyrotropy adds-up to the rotation induced circular birefringence, which combined lead to a number of new effects. Second, the dispersive properties of plasmas make it possible to enhance dragging effects, similarly to what is done with slow light conditions in dielectrics. Lastly, rotating plasmas can in principle rotate faster than solids, thus yielding augmented effects. These effects could prove important in a number of applications going from astrophysics to fusion to telecommunications.

Résumé

Les propriétés de propagation d'une onde dans un milieu sont modifiées selon si ce milieu est au repos ou en mouvement par rapport à l'observateur. Un exemple historique est l'effet d'entraînement de la lumière d'abord postulé par Fresnel puis démontré par Fizeau. Dans les diélectriques classiques la théorie de ces effets est bien établie et montre que ces effets sont faibles dans les conditions usuelles. De ce fait ces effets sont souvent négligés et n'offrent que peu d'opportunités pour des développements technologiques. Le cas d'un plasma, et notamment d'un plasma en rotation, se distingue néanmoins pour diverses raisons. Premièrement, un plasma en rotation, magnétisé ou non, présente des propriétés gyotropes dans le référentiel dans lequel il est au repos. Cette anisotropie conduit à de la réfraction anormale, tandis que la gyotropie s'additionne à la biréfringence circulaire induite par la rotation, ces deux propriétés combinées donnant lieu à de nouveaux effets. Deuxièmement, les propriétés dispersives des plasmas permettent d'envisager d'augmenter ces effets d'entraînement de manière similaire aux conditions de lumière lente. Enfin un plasma peut en principe tourner à des vitesses nettement supérieures à celles accessibles aux solides, permettant de maximiser ces effets. Ces effets pourraient être important pour diverses applications, allant de l'astrophysique à la fusion en passant par les télécommunications.

1 Introduction

Les ondes sont utilisées de manière routinière dans les plasmas, à la fois pour le contrôle, comme par exemple le chauffage des plasmas de fusion, et pour les diagnostics, comme l'estimation de paramètres astrophysiques tel que le champ magnétique interstellaire via la rotation Faraday. Le design de ces moyens de contrôle et l'interprétation de ces diagnostics s'appuient sur la théorie des ondes dans les plasmas afin de modéliser la propagation dans ces milieux dispersifs anisotropes, en présence d'éventuelles non-uniformités du plasma (densité, champ magnétique, etc.). Ces modèles et la théorie des ondes dans les plasmas négligent en revanche, sauf rares exceptions, l'effet d'un champ de vitesse, et ce alors qu'il est établi de longue date que ce mouvement peut avoir un effet sur la propagation, et que des phénomènes de rotation sont rencontrés au travers d'un grand nombre d'environnements allant des plasmas de laboratoire à l'astrophysique en passant par la fusion par confinement magnétique.

L'objet de ce manuscrit est de présenter un aperçu des premiers éléments de réponse obtenus en étudiant ce problème et en cherchant à comprendre l'effet de la vitesse et notamment de la rotation sur la propagation des ondes dans les plasmas, et l'importance des modifications apportées par le mouvement.

2 Rappel sur les ondes dans un milieu isotrope en rotation

Le résultat que les propriétés de propagation d'une onde sont affectées par le mouvement est bien connu depuis les travaux fondateurs de Fresnel [1] et Fizeau [2] au début du XIX siècle, l'onde apparaissant comme étant « entraînée » par le milieu en mouvement. Dans le cas d'une rotation du milieu, Thomson [3] puis Fermi [4] postulèrent par ailleurs qu'une onde de polarisation rectiligne se propageant parallèlement à l'axe de rotation d'un diélectrique isotrope en rotation devrait voir sa polarisation tourner. Poussé par les travaux expérimentaux de Jones [5–7], la théorie des effets d'entraînement dans un diélectrique isotrope en rotation fut établie dans la seconde moitié du XX siècle [8, 9] : un faisceau se propageant parallèlement à l'axe de rotation ($\mathbf{k} \parallel \boldsymbol{\Omega}$) donne lieu à la fois à une déviation azimutale du faisceau et à une rotation de la polarisation par le même angle

$$\delta = \frac{\Omega}{c} \left(n_g - \frac{1}{n_\phi} \right) \quad (1)$$

par unité de longueur suivant \mathbf{k} comme illustré figure 1. Ici Ω est la fréquence angulaire de rotation du diélectrique, c est la vitesse de la lumière et n_g et n_ϕ sont respectivement les indices de phase et de groupe du milieu. On reconnaît dans l'Eq. (1) le coefficient d'entraînement classique de Fresnel $n_g - n_\phi^{-1}$ une fois corrigé pour les effets de dispersion [10]. Dans un diélectrique classique les indices de phase et de groupe sont de l'ordre de 1 de sorte que ces effets prédits par l'Eq. (1) sont de faible amplitude, limitant par là leur importance et intérêt pratique.

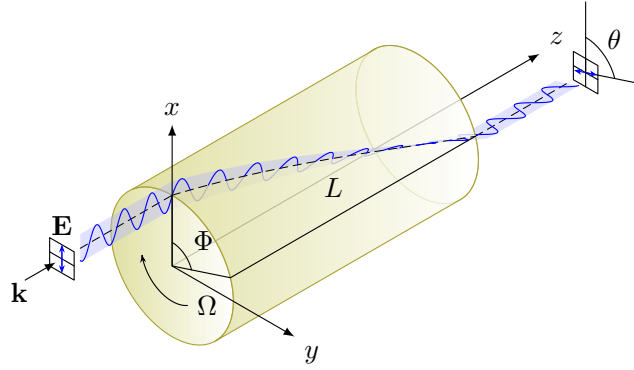


Figure 1 : Illustration de la déviation azimutale Φ et de la rotation de polarisation θ subies par une onde de polarisation rectiligne se propageant parallèlement à l'axe de rotation d'un milieu ($\mathbf{k} \parallel \boldsymbol{\Omega}$). Pour un diélectrique isotrope classique $\Phi = \theta = \delta L$ avec δ donné par l'Eq. (1).

3 Plasma magnétisé : spécificités d'un milieu anisotrope

Une question que l'on peut se poser est de savoir s'il en va de même dans un plasma ? Nous avons en effet pu rappeler ci-dessus comment la propagation des ondes dans un plasma en mouvement est utilisée pour diverses applications, et l'on aimerait donc pouvoir statuer sur le possible effet de la rotation dans ce cas. Néanmoins, l'Eq. (1) ne s'appliquant qu'à un milieu isotrope, elle n'est en particulier pas valable pour un plasma magnétisé. La présence d'un champ magnétique dans un plasma conduit en effet à une anisotropie des propriétés diélectriques, et notamment à un tenseur de susceptibilité $\hat{\chi}$ non diagonal ¹. Une illustration de cette limite est le résultat bien connu qu'une onde se propageant dans un plasma magnétisé le long du champ magnétique \mathbf{B}_0 subit une rotation de la polarisation même en l'absence de rotation du plasma, c'est à dire pour $\Omega = 0$: c'est la rotation Faraday [12]. La compréhension des effets de la rotation sur la propagation dans un milieu anisotrope, et notamment dans un plasma magnétisé, demande donc de revisiter et étendre ces résultats.

3.1 Polarisation

Dans cette optique un premier résultat a été d'établir, en suivant la dérivation proposée par Player [9] pour un diélectrique isotrope $\hat{\chi}(\omega) = \bar{\chi}(\omega)\hat{\mathbf{I}}$ mais en partant cette fois d'un milieu gyrotrope de susceptibilité

$$\hat{\chi}(\omega) = \begin{pmatrix} \bar{\chi}_\perp & -i\bar{\chi}_\times & 0 \\ i\bar{\chi}_\times & \bar{\chi}_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \bar{\chi}_\parallel \end{pmatrix}, \quad (2)$$

que la biréfringence circulaire dans un plasma magnétisé a deux contributions [13]. Dans le cas spécifique d'un rotateur aligné $\mathbf{k} \parallel \boldsymbol{\Omega} \parallel \mathbf{B}_0$ on peut en effet écrire une équation d'onde vue du laboratoire sous la forme

$$\left(\nabla^2 - \frac{\hat{\mathbf{I}} + \hat{\chi}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{B} = 0 \quad (3)$$

1. Le fait qu'un plasma magnétisé soit caractérisé par un tenseur de susceptibilité anisotrope est bien connu. On peut néanmoins montrer que même en l'absence d'un champ magnétique les propriétés de susceptibilité diélectrique d'un plasma en rotation sont anisotropes du fait des effets inertiels [11].

où $\hat{\chi}$ est maintenant un tenseur de susceptibilité équivalent capturant l'effet du mouvement vu du laboratoire et dont le terme non diagonal s'écrit

$$\chi_{\times}(\omega') = \bar{\chi}_{\times}(\omega') - \frac{\Omega}{\omega} [\bar{\chi}_{\parallel}(\omega') + \bar{\chi}_{\perp}(\omega')] \quad (4)$$

avec $\omega' = \omega \pm \Omega$ la fréquence de l'onde vue dans le référentiel dans lequel le milieu est au repos. On reconnaît dans la première contribution l'effet magnétique associé à la gyrotropie dans le référentiel au repos, mais modifié par l'effet Doppler. Cette contribution se réduit à la rotation de Faraday en l'absence de rotation $\Omega = 0$. La seconde contribution, inconnue jusque là dans les plasmas, est une biréfringence circulaire induite par la rotation. Comme illustré figure 2, la rotation de la polarisation d'une onde dans un plasma magnétisé en rotation est alors la somme de la gyrotropie dans le milieu au repos (corrigée des effets Doppler) et d'un entraînement mécanique analogue à celui décrit par l'Eq. (1).

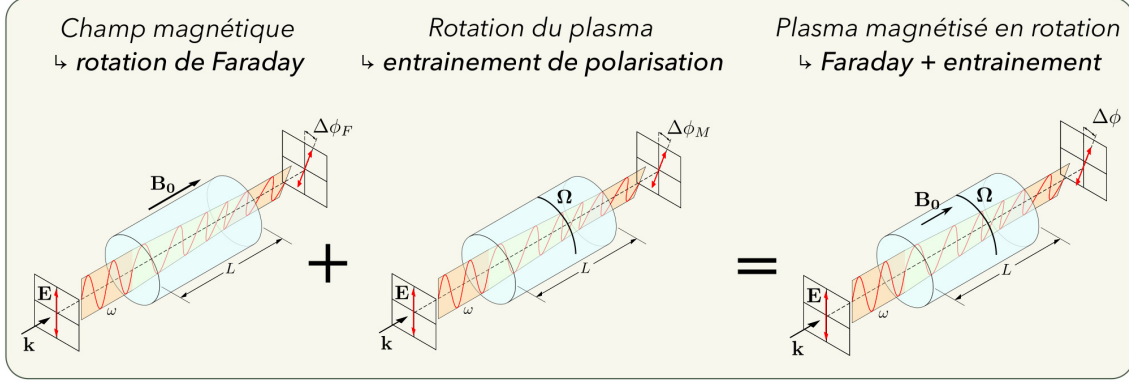


Figure 2 : Double contribution à la rotation de polarisation dans un plasma magnétisé en rotation en configuration rotateur aligné ($\mathbf{k} \parallel \boldsymbol{\Omega} \parallel \mathbf{B}_0$) : l'une est magnétique, l'autre mécanique.

Une analyse plus poussée de ces résultats a ensuite permis de montrer que cette contribution mécanique était amplifiée et devenait la contribution dominante à la rotation de polarisation dans une bande de fréquence sous la fréquence cyclotronique ionique [14]. Une propriété intéressante de ces effets d'entraînement de polarisation est que, comme la rotation de Faraday, ils sont non-réciproques [15] : la rotation de la polarisation à l'issue d'un aller-retour au travers du système est le double de celle à l'issue d'un aller simple. Cela contraste par exemple avec l'activité optique naturelle [16] qui elle est réciproque, de sorte que la rotation de la polarisation après un aller-retour est nulle.

3.2 Rotation de l'image

Comme mentionné en introduction et illustré figure 1, la rotation de la polarisation n'est qu'une des manifestations de la rotation du milieu, une seconde étant une déviation azimutale du faisceau.

Dans les diélectriques isotropes il a été démontré que cette déviation du faisceau conduit à une rotation de la structure transverse de l'onde telle qu'illustrée sur la figure 3(b), généralement appelée rotation de l'image [17]. La possibilité pour les ondes plasmas de porter un moment angulaire orbital étant bien établie [18, 19], une question que l'on peut se poser est de savoir si ce phénomène est retrouvé dans les plasmas.

Une première contribution a été de montrer que les modes magnétisés basse fréquence Trivelpiece-Gould et Whistler-Helicon, connus pour pouvoir être porteur de moment angulaire orbital [20], présentent bien une rotation de l'image, c'est-à-dire une rotation de la structure transverse de l'onde, en présence de rotation dans un plasma [21]. Ce phénomène de rotation de l'image dans les plasmas en rotation a ensuite été étendu aux modes d'Alfvén, démontrant également dans ce cas la possibilité d'entraîner la rotation du plasma au moyen de l'onde [22].

3.3 Moment angulaire de spin et moment angulaire orbital

D'un point de vue plus fondamental, ces effets d'entraînement de la polarisation et de rotation de l'image dans un milieu en rotation sont la matérialisation d'un couplage entre moment angulaire du milieu et moment angulaire de l'onde [23, 24]. Plus précisément, une polarisation circulaire correspondant à un moment angulaire de spin $\pm\hbar$, l'entraînement de la polarisation correspond à un déphasage entre composantes de moment angulaire de spin de l'onde. De manière analogue, la structure transverse de l'onde peut être décrite au travers d'un terme de phase $\exp(i\ell\theta)$ correspondant à un moment angulaire orbital $\pm\ell\hbar$, et la rotation de l'image correspond à un déphasage entre composantes de moment angulaire orbital de l'onde. Au-delà de fournir un cadre unifié à ces effets de rotation, l'identification de ces différents couplages permet d'identifier les différents chemins permettant de transférer du moment angulaire de l'onde vers un milieu en rotation et vice-versa, et aussi vers quels degrés de liberté. Dans le cas d'interactions résonnantes dans un plasma en rotation, ce travail a été formalisé au travers de l'établissement d'une équation quasi-linéaire adaptée [25] dite de Brillouin, puisqu'elle capture les modes de rotation de Brillouin d'une colonne plasma magnétisée [26].

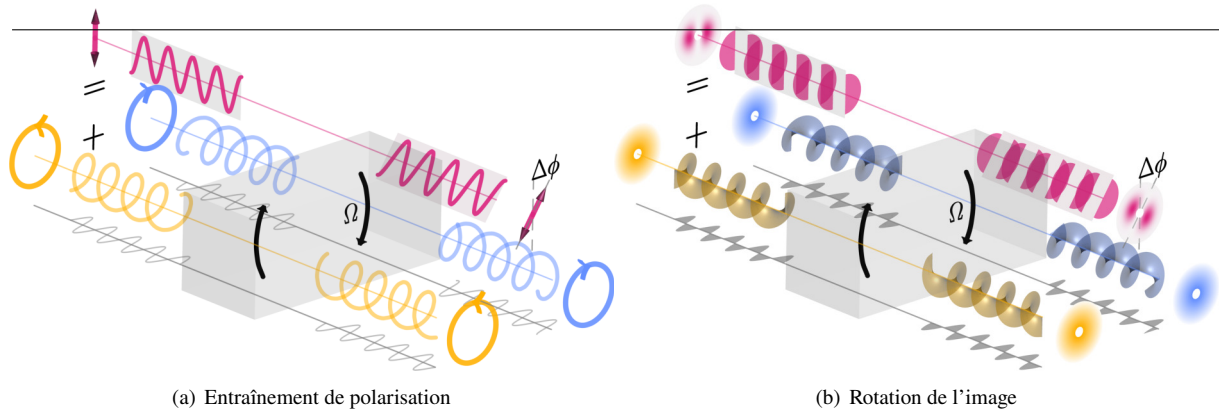


Figure 3 : La rotation d'un milieu conduit à la fois à (a) un entraînement de la polarisation et à (b) une rotation de l'image (i. e. rotation de la structure transverse de l'onde).

4 Implications de ces effets dans les plasmas

Même si les résultats théoriques présentés ci-dessus sur l'effet de la rotation sur la propagation des ondes dans les plasmas sont relativement récents, il a déjà pu être montré comme résumé ci-dessous que ces effets pourraient avoir des implications dans divers contextes [27]. Il est néanmoins raisonnable d'imaginer que ces effets sont en jeu dans bien d'autres environnements.

4.1 Magnétosphère des pulsars

Le résultat que la rotation d'un plasma est la source d'une rotation de polarisation pourrait avoir des conséquences en astrophysique, et plus précisément pour la polarimétrie pulsar. La polarimétrie pulsar est en effet utilisée de manière routinière en astrophysique pour estimer les champs magnétiques interstellaires [28], en faisant l'hypothèse que la rotation de polarisation observée provient de l'effet Faraday dans le milieu interstellaire. Ce faisant ces mesures négligent donc, sauf rares exceptions, les possibles contributions à la rotation de la polarisation dans la magnétosphère.

En étudiant plus en détails ce problème il a été possible de montrer que négliger cette contribution mécanique dans la magnétosphère en co-rotation avec le pulsar pourrait en effet conduire à des erreurs significatives dans l'estimation de ces champs magnétiques [13], notamment aux fréquences typiques d'observation (centaines de MHz au GHz). Ce même travail a aussi permis de montrer que des observations à plus basses fréquences, comme envisagées pour d'autres raisons, pourraient en revanche permettre d'isoler cette nouvelle contribution, et de là de corriger les estimations de champ magnétique. Au-delà de ces corrections, la détermination de l'entraînement mécanique de la polarisation dans la magnétosphère pourrait également permettre de déterminer la direction de rotation d'un pulsar [13], information inaccessible à ce jour.

4.2 Manipulation de la lumière

La possibilité de manipuler la polarisation d'une onde est d'intérêt pour diverses applications, notamment pour les télécommunications. Dans les milieux isotropes, nous avons pu voir au travers de l'Eq. (1) que ces effets sont faibles, et l'effet d'entraînement mécanique n'a alors que peu d'intérêt. Pour contourner ce problème et amplifier ces effets une solution proposée est de tirer parti de conditions de lumière lente afin d'obtenir un indice de groupe effectif très élevé ($n_g \sim 10^6$) [17]. Une autre solution proposée est d'utiliser des vitesses de rotation très élevées telles qu'accessibles avec les superrotors [29–31]. Chacune de ces approches utilise séparément les leviers identifiés dans l'Eq. (1).

L'intérêt d'un plasma en rotation est qu'il permettrait en principe d'utiliser simultanément ces deux leviers : effets dispersifs pour contrôler n_g et rotation rapide par rapport à un milieu solide. Même si préliminaire, il a été montré que les effets non réciproques dans les plasmas en rotation pourraient ainsi offrir des performances de premier plan dans la gamme THz [14], où les technologies usuelles sont plus difficilement applicables.

4.3 Nouveaux diagnostics

La compréhension de l'effet que peut avoir la rotation sur les ondes permet aussi d'envisager de nouveaux moyens de diagnostic de la rotation. Une perspective particulièrement intéressante de ce point de vue est le fait que le phénomène de rotation de l'image est une conséquence du mouvement uniquement, et n'est en particulier pas affecté par le champ magnétique, par opposition à la polarisation. Une mesure de la rotation de la structure transverse d'une onde porteuse de moment angulaire orbital se propageant dans un plasma pourrait ainsi être utilisée pour déterminer de manière directe la rotation du plasma. Ce type de diagnostic pourrait notamment être utile pour la fusion par confinement magnétique.

5 Conclusion

Les résultats présentés ici mettent en évidence que la rotation peut avoir un effet important sur la propagation d'une onde dans un plasma. Il est notamment établi que la rotation est à l'origine d'une contribution supplémentaire à la rotation de polarisation usuellement observée dans un plasma magnétisé, ainsi que d'une rotation de la structure transverse d'une onde se propageant le long de l'axe de rotation. Ces deux effets correspondent à deux manifestations d'un couplage entre moment angulaire du plasma et moment angulaire de l'onde.

Parce que les phénomènes de rotation sont extrêmement courants dans les plasmas, et parce que les ondes sont utilisées pour une très large gamme d'applications dans les plasmas, il est raisonnable de penser que les effets identifiés ici pourraient jouer un rôle dans diverses applications. Les travaux préliminaires pointent notamment vers la polarimétrie pulsar et un possible entraînement de la polarisation dans la magnétosphère en co-rotation avec l'étoile, et vers la possibilité d'utiliser les plasmas en rotation pour le développement de nouvelles techniques de manipulation des ondes.

6 Perspectives

Comme énoncé en introduction, les travaux présentés dans ce manuscrit ne présentent qu'un aperçu de la richesse des manifestations de la rotation, et plus généralement du mouvement, sur le comportement des ondes dans les plasmas identifiée à ce jour, et de nombreuses directions peuvent être envisagées à la lueur de ces résultats.

Un objectif et une perspective particulièrement motivante à moyen terme sera de travailler à rapprocher ces premiers résultats, obtenus dans des configurations idéales, des conditions plus réalistes rencontrées dans ces applications, de sorte de comprendre dans quelle mesure ces effets pourraient jouer un rôle, possiblement important. Comme déjà identifié le cas des ondes radio-fréquence et des micro-ondes dans les plasmas de fusion, et celui de l'émission pulsar dans une magnétosphère en co-rotation, sont deux directions particulièrement intéressantes et prometteuses, mais il est raisonnable de penser que la prise en compte de ces phénomènes puisse être nécessaire dans d'autres contextes, ou pour le développement de nouvelles applications.

Ce rapprochement nécessitera d'une part de mieux comprendre les spécificités de ces diverses applications et utilisations des ondes dans les plasmas, et d'autre part de développer une compréhension plus complète des effets de rotation. Une analyse rapide de la polarimétrie pulsar ou encore de l'utilisation des ondes dans les tokamaks montre en effet que ces applications reposent sur des géométries $(\mathbf{k}, \mathbf{B}, \mathbf{\Omega})$ plus générales que le rotateur aligné $\mathbf{k} \parallel \mathbf{\Omega} \parallel \mathbf{B}_0$ auquel se limite les modèles développés à ce jour. L'étude de l'importance des effets de rotation dans des conditions réalistes demande donc le développement d'une théorie plus complète des ondes dans les plasmas en rotation.

Au-delà de cette importante motivation pratique, ce travail théorique amont présente en lui-même un intérêt fondamental. Comme nous avons pu le montrer récemment [11], une question que l'on peut se poser est celle du possible effet de corrections inertielles des propriétés diélectriques dans le cas d'un mouvement non uniforme, comme c'est le cas pour la rotation. Ces phénomènes peuvent en effet jouer un rôle particulier dans les plasmas [32], mais interrogent plus généralement sur les effets d'entraînement dans les milieux accélérés, et possiblement dans leur analogue modulés temporellement [33, 34].

7 Remerciements

Ce travail est soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche au travers du projet ANR WaRP, financement ANR-21-CE30-0002. RG remercie N. J. Fisch et J.-M. Rax pour les nombreux et riches échanges sur ce sujet, ainsi que Julien Langlois et Aymeric Braud pour leur contribution aux développements théoriques.

Références bibliographiques

- [1] A. FRESNEL, *Ann. Chim. Phys* **9**, 57 (1818).
- [2] H. FIZEAU, *C. R. Acad. Sci. Paris* **33**, 349 (1851).
- [3] J. J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **5**, 250 (1885).
- [4] E. FERMI, *Rend. Mat. Acc. Lincei* **32**, 115 (1923), Reprinted in *Collected Papers*, vol. 1 (University of Chicago Press, Chicago, 1962).
- [5] R. V. JONES, *Proc. R. Soc. A* **328**, 337 (1972).
- [6] R. V. JONES, *Proc. R. Soc. A* **345**, 351 (1975).
- [7] R. V. JONES, *Proc. R. Soc. A* **349**, 423 (1976).
- [8] M. A. PLAYER, *Proc. R. Soc. A* **345**, 343 (1975).
- [9] M. A. PLAYER, *Proc. R. Soc. A* **349**, 441 (1976).
- [10] H. A. LORENTZ, *Versuch eine Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern*, Leiden, 1895.
- [11] J. LANGLOIS and R. GUEROULT, *Phys. Rev. E* **108**, 045201 (2023).
- [12] M. FARADAY, *Phil. Trans. Roy. Soc. London* **136**, 1 (1846).
- [13] R. GUEROULT, Y. SHI, J.-M. RAX, and N. J. FISCH, *Nat. Commun.* **10**, 3232 (2019).
- [14] R. GUEROULT, J.-M. RAX, and N. J. FISCH, *Phys. Rev. E* **102**, 051202(R) (2020).

- [15] C. CALOZ, A. ALÙ, S. TRETYAKOV, D. SOUNAS, K. ACHOURI, and Z.-L. DECK-LÉGER, *Phys. Rev. Applied* **10**, 047001 (2018).
- [16] D. F. ARAGO, *Mém. Ins.* **1**, 93 (1811).
- [17] S. FRANKE-ARNOLD, G. GIBSON, R. W. BOYD, and M. J. PADGETT, *Science* **333**, 65 (2011).
- [18] J. T. MENDONÇA, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **54**, 124031 (2012).
- [19] Q. CHEN, H. QIN, and J. LIU, *Sci. Rep.* **7** (2017).
- [20] R. L. STENZEL, *Adv. Phys. X* **1**, 687 (2016).
- [21] J.-M. RAX and R. GUEROULT, *J. Plasma Phys.* **87**, 905870507 (2021).
- [22] J.-M. RAX, R. GUEROULT, and N. FISCH, *J. Plasma Phys.* **89**, 905890613 (2023).
- [23] M. PADGETT, G. WHYTE, J. GIRKIN, A. WRIGHT, L. ALLEN, P. ÖHBERG, and S. M. BARNETT, *Opt. Lett.* **31**, 2205 (2006).
- [24] E. WISNIEWSKI-BARKER, G. M. GIBSON, S. FRANKE-ARNOLD, R. W. BOYD, and M. J. PADGETT, *Opt. Express* **22**, 11690 (2014).
- [25] J.-M. RAX, R. GUEROULT, and N. J. FISCH, *J. Plasma Phys.* **89**, 905890408 (2023).
- [26] L. BRILLOUIN, *Phys. Rev.* **67**, 260 (1945).
- [27] R. GUEROULT, J.-M. RAX, and N. J. FISCH, *Plasma Phys. Control. Fusion* **65**, 034006 (2023).
- [28] J. L. HAN, R. N. MANCHESTER, A. G. LYNE, G. J. QIAO, and W. VAN STRATEN, *Astrophys. J.* **642**, 868 (2006).
- [29] U. STEINITZ and I. S. AVERBUKH, *Phys. Rev. A* **101**, 021404 (2020).
- [30] A. A. MILNER, U. STEINITZ, I. S. AVERBUKH, and V. MILNER, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 073901 (2021).
- [31] I. TUTUNNIKOV, U. STEINITZ, E. GERSHNABEL, J.-M. HARTMANN, A. A. MILNER, V. MILNER, and I. S. AVERBUKH, *Phys. Rev. Research* **4**, 013212 (2022).
- [32] J. LANGLOIS and R. GUEROULT, *arXiv 2402.12050* (2024).
- [33] C. CALOZ and Z.-L. DECK-LEGER, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **68**, 1569 (2020).
- [34] A. BAHRAMI, Z.-L. DECK-LÉGER, and C. CALOZ, *Phys. Rev. Applied* **19**, 054044 (2023).

Ray Tracing of Very Low Frequency Waves Produced by Active Experiments or Lightning Events at Low Earth Orbit

L. Cerfolli^{1,2}, J.-F. Ripoll^{1,2}, R. B. Horne³, A. M. Wold⁴, R. A. Marshall⁴, G. W. Perry⁵, A. D. Howarth⁵, C. M. Cully⁵

¹ CEA, DAM, DIF, F-91297, Arpajon, France

² UPS, CEA, LMCE, 91297 Bruyères-le-Châtel, France

³ British Antarctic Survey, Natural Environment Research Council, Cambridge, England

⁴ Department of Aerospace Engineering Sciences, University of Colorado, Boulder, CO, USA

⁵ Department of Physics and Astronomy, University of Calgary, Calgary, Alberta, Canada

Mots clés : Ray-tracing, Ondes très basses fréquences, Modèles de champs géomagnétiques, Basses orbites
Key words: Ray tracing, Very Low Frequency waves, Magnetic field models, Low Earth orbit

Summary

We investigate the propagation in the plasmasphere of Very Low Frequency (VLF) electromagnetic waves such as natural lightning-generated whistler waves and waves produced by active experiments. An active experiment is an artificial controlled disturbance of the low orbit space or the ionosphere. The aim is often to produce electromagnetic waves for removing high-energy particles (mostly electrons). We study the wave propagation parameters whether they are geometric, background, or intrinsic parameters, such as the magnetic field model, the ambient plasma density model of the plasmasphere, and the wave frequency. All of these parameters allow different behaviors of propagation which are discussed in this article.

Résumé

Nous explorons la propagation d'ondes électromagnétiques de très basses fréquences dans la plasmasphère telle que des ondes de type siffleur générées par les éclairs ou des ondes produites par des expériences actives. Une expérience active est une perturbation artificielle et contrôlée de l'espace proche Terre ou de l'ionosphère souvent dans l'idée de dépeupler cette région de particules de hautes énergies (le plus souvent des électrons).

Pour le faire, nous ordonnons les paramètres de propagation selon trois classes : les paramètres de fond, les paramètres géométriques et les paramètres intrinsèques. Les paramètres de fond regroupent le modèle de champ magnétique ainsi que celui de la densité plasmasphérique. Ils influent via leurs valeurs aux différents points de calcul ainsi que leurs gradients. Le paramètre intrinsèque ici établi est la fréquence de l'onde. Avec ces paramètres nous verrons que des comportements très différents sont accessibles.

The plasmasphere, named by Carpenter (1961), is the toroidal region of cold electrons (1-5 eV) located between the ionosphere from ~ 90 km of altitude up to ~ 1000 km (Bligny and Alcayd e, 2007) and its external limit, the plasmopause. The plasmopause is generally defined as the location where the electron density decreases by a factor 5 on a radial distance of ~ 3000 km (Carpenter and Anderson, 1992). The plasmopause generally locates at the 100 #/cc density level (Ripoll et al. 2022). Many types of electromagnetic waves propagate within the plasmasphere and we focus in this article only on very low frequency (VLF) waves as natural lightning-generated whistler (LGW) waves as well as waves produced by active experiments. An active experiment is an artificial controlled disturbance in the low orbit space or in the ionosphere. The aim is often to produce waves for removing high-energy particles (mostly electrons) which are source of hard radiations for orbiting satellites. As instances of active experiments, the most noticeable are Barium releases as CRRES-1991 (Schriver et Haerendel, 1991) and more recently the amplification of local waves by the rocket exhausts of hydrazine burn (Bernhardt et al. 2021). Here, we study the propagation of VLF waves through a parametric numerical study involving the HOTRAY code (Horne, 1989), varying various parameters such as the magnetic field model, the ambient plasma density model of the plasmasphere, and the wave frequency. In the first part, we briefly describe the numerical code and method. The second part discusses the importance of the magnetic field model. The third part is dedicated to the description and role of the diffusive equilibrium model driving the electron density in the plasmasphere. The fourth section shows the influence of the wave frequency. Conclusions are gathered in the fifth section.

1 Simulation of wave propagation

We use the HOTRAY code (Horne, 1989) developed at the British Antarctic Survey (BAS) to simulate VLF waves. HOTRAY assumes that the ambient plasma is non relativistic, that waves amplitudes are small for applying both the linear theory and linear instabilities, and that the wavelengths are large compared with the scale size for variations of the ambient medium (i.e. the WKB approximation). Based on Eikonal approximation, the main resolved equations are given by:

$$\frac{d\vec{R}}{dt} = -\frac{\partial D/\partial \vec{k}}{\partial D/\partial \omega} = \vec{v}_g \quad (1)$$

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{\partial D/\partial \vec{R}}{\partial D/\partial \omega} \quad (2)$$

Eq. 1 solves the propagation in space, where k is the position vector, t the time, D the dispersion term and k the complex wave vector. In HOTRAY, the choice is made to assume the pulsation ω is real in order to keep the frequency constant in time. In Eq. 1 the right hand side can be identified as the wave group velocity. Eq. 2 solves for the evolution of the wave vector according to the dispersion relation.

In all point along the ray path, we have to solve the full dispersion relation

$$D(\vec{R}, \vec{k}, \omega) = 0 \quad (3)$$

The complete expression of the dispersion relation is given in (Horne, 1989) and Eq. 3 can be written as $An^4 + Bn^2 + C = 0$.

Furthermore, the numerator in the right hand side of Eq. 2 can be developed as

$$\frac{\partial D}{\partial \vec{R}} = \frac{\partial D}{\partial \vec{B}} \frac{\partial \vec{B}}{\partial \vec{R}} + \frac{\partial D}{\partial N} \frac{\partial N}{\partial \vec{R}} + \frac{\partial D}{\partial \vec{k}} \frac{\partial \vec{k}}{\partial \vec{R}} \quad (4)$$

The three terms in the right hand side of Eq. 4 highlight the competition between magnetic field gradients, density gradients, and variations of the wave vector. In the third term, dk/dR , the variations in position of the wave vector account for changes in amplitude and geometry of the wave vector.

The fact that the wave vector is complex implies the wave amplitude can be damped or amplified. The wave vector direction is defined by two angles: the wave normal angle defined as the angle between the wave vector and the local magnetic field and the azimuthal angle defined as the geographic eastward component of the wave vector.

Background parameters regrouping the magnetic field and the density model appear as gradients in Eq. (4) as well as single point values in the dispersion relation.

An important condition for wave propagation is dictated by the lower hybrid (LH) frequency. The LH frequency is the limit for allowing the bounce of the ray at high latitude (see more below). Its definition is given by:

$$(5)$$

$$\omega_{LH} = [(\Omega_i \Omega_e)^{-1} + \omega_{pi}^{-2}]^{-1/2}$$

where $\Omega_i = \frac{q_i B}{m_i}$, is cyclotron pulsation, q_i is the charge, m_i is the mass, e and i indices refer to electrons and ions respectively, and ω_p is plasma pulsation. The lower hybrid frequency is proportional to the local magnetic amplitude, through the cyclotron pulsation term, and to the square of the electron density. An increase in B or in $\sqrt{n_e}$ increases the lower hybrid frequency. This shows another competition between the magnetic field and the plasma density for each single location of the wave during its propagation.

2 Influence of the magnetic field model

Active experiments are generally performed at low Earth orbit (from 100 km to 1500 km) and produce electromagnetic waves in a large range of L-shells according to the experiment altitude and latitude. The L-shell is the Earth's radius normalized distance of a given field line at the magnetic equator. The L-shell discriminates the field lines and depends on the chosen magnetic field model. At low Earth orbit (LEO), there are three main models for Earth's magnetic field: the pure dipole used by many codes for simplicity, as HOTRAY, the eccentric tilted dipole which is the most accurate dipolar approach of the Earth's magnetic field, and the full International Geomagnetic Reference Field (IGRF) model. Dipolar models have orthogonal metrics in classic space coordinates (as geographic or magnetic coordinates) which provides mathematical simplifications. The eccentric tilted dipole is a pure dipole for which the main axis is not the Earth's rotation axis, since it is tilted, and the magnetic center is not corresponding to the geographic center, since it is shifted. The IGRF is defined by a potential as a harmonic development around a tilted dipole field and is based on a potential defined from ground measurements. The potential expression is:

$$V(r, \theta, \varphi, t) = R_e \sum_{n=1}^N R^{n+1} [g_n^m \cos(m\varphi) + h_n^m \sin(m\varphi)] P_n^m(\cos(\theta)) \quad (6)$$

where coefficients noted h and g are established from ground measurements, R_e is the Earth's radius, $R = R_e/r$, r is the radial distance, θ is the latitude, φ is the longitude and P_n^m are associated Legendre polynomials. The magnetic field is then derived from the potential as

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}(V) \quad (7)$$

We use the 13th generation of the IGRF coefficients (Alken, 2020).

In Figure 1, we plot the magnetic amplitude with respect to latitude and longitude at 100 km of altitude. This altitude is chosen since it is the commonly adopted limit for electron precipitations in the upper atmosphere. Both the eccentric tilted dipole model and the IGRF model have the same main structures. First, the 'S shape' is the global shape along longitude produced by the variation of the magnetic equator along longitude. The second is the South Atlantic Anomaly (SAA), which is a zone of large depression in magnetic amplitude. The center of this depression is different between the eccentric tilted dipole and the IGRF models. For the eccentric tilted dipole, the center is at -30° of latitude and -10° of longitude while, for IGRF, it is centered at -40° of latitude and between -60° and -30° of longitude. This depression is a consequence of both the tilted axis and the shift of the magnetic center. The global shape of the SAA is also different for the two models. In the IGRF model, high order harmonics ($n > 3$ in Eq. 5) constrain the SAA to fit with ground measurements.

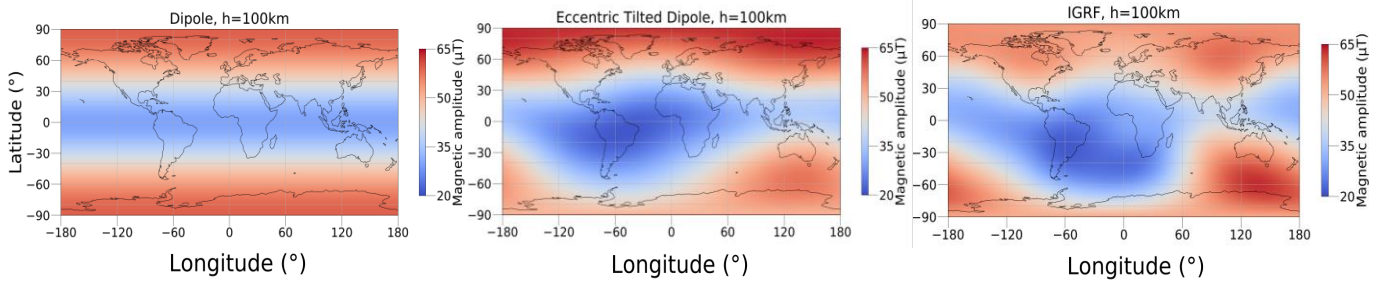


Figure 1: Mapping of the magnetic field amplitude at 100 km from (left) a pure dipole as used in HOTRAY, (center) the eccentric tilted dipole, and (right) the IGRF 13th generation model.

In Figure 2, we plot the relative error between the two dipolar models and the IGRF. Differences for each comparison are located around the IGRF SAA. The relative error reaches a maximum of 101% for the dipole and 53% for the eccentric tilted dipole. Elsewhere, dipolar models are rather accurate. However, the relative error does not show topologic differences seen on the field lines (not discussed here). Field lines end up different for each model, with implication on the propagation as field lines act as a wave guide. Note that, for very low frequency waves, the plasmopause also acts a wave guide (Inan et Bell, 1977). The consequence is that ray paths can change.

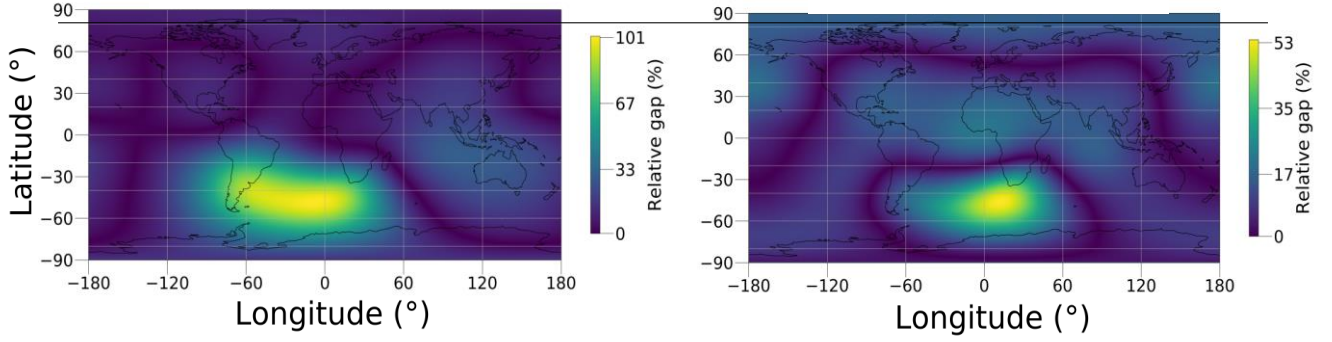


Figure 2: Mapping of the amplitude relative error at 100 km, (left) for a pure dipole field compared with IGRF and (right) from eccentric tilted dipole compared with IGRF. Most of the error is concentrated in the SAA region.

3 Influence of the plasmaspheric density model

The HOTRAY code computes ray-path evolving in an ambient medium filled of cold ions and electrons. Their density is given by the diffusive equilibrium model, which equates the electron density with the ionic densities $N_e = N_i$. The diffusive equilibrium further decompose N_i in:

$$N_i = N_b N_{de} N_{ii} N_{pl} \quad (8)$$

where N_b is the density on a given point at an altitude R_b . N_b is a scale density which scales the density profile in the whole plasmasphere. N_{de} is the profile of diffusive equilibrium along the radial direction, which depends on temperature T_{DE} , and gravity, $g(R_b)$, for each plasma component, as follows

$$N_{de}(R)^2 = \sum_{i=1}^n \eta_i \exp(-G/H_i) \quad (9)$$

$$H_i = \frac{k_B T_{DE}}{M_i m_p g(R_b)}$$

In equations (9), in the profile of the diffuse equilibrium, each exponential is weighted by the proportion of the plasma component ions, η_i , which is a function of the radial distance. There are three available species: H+, He+, O+. This highlights the importance of the characteristic length of thermal diffusion, H_i , for each component of the ambient plasma. The associated thermal velocity is given by $v_{th} \approx \sqrt{3k_B T_{DE}/m}$. G is the geopotential height, k_B is the Boltzmann constant, M_i is the mass number for the ion labeled i , and m_p the proton mass.

N_{ii} is a decreasing exponential function defined from the chosen altitude of the bottom ionosphere R_0 , up to its height H (Eq. 10).

$$N_{ii} = 1 - \exp[-(R - R_0)^2/H^2] \quad (10)$$

N_{pl} introduces a latitude dependence through the L-shell value and curves the density isolines with the plasmopause shape, at position L_p expressed in L-shell.

$$N_{pl} = e^{-\frac{(L-L_p)^2}{H_p^2}} + (1 - e^{-\frac{(L-L_p)^2}{H_p^2}}) \left(\left(\frac{R_c}{R} \right)^a + \left(1 - \left(\frac{R_c}{R} \right)^a \right) e^{-(R-R_c)^2/H_s^2} \right) \quad (11)$$

H_p is the half width of the plasmopause boundary in L value. R_c is the geocentric distance in km to the level at which the density outside the plasmopause field line is equal to the density inside. H_s is the scale height of radial density decrease. And a determines how the density falls off outside.

The following subsections are dedicated to the influence of the diffusive equilibrium temperature, directly influencing the diffusion of the electron density, the absolute value of the electron density, and, finally, the wave frequency in HOTRAY simulations of VLF waves.

3.1 Influence of the diffusive equilibrium temperature

For each component, the characteristic length of thermal diffusion is proportional to the ratio of temperature with gravity so that, for a given position, as gravity is fixed, the scale length becomes directly proportional to temperature. In Figure 5, we vary the diffusive equilibrium temperature from $T=1000$ to 2000 K and show the variation of the electron density. Note that the scale density is fixed at $n_e = 2.7 \cdot 10^9 \text{ \#} \cdot \text{m}^{-3}$ (see section 3.2). The temperature radially diffuses density at higher radial distance and follows the fixed plasmapause at $L_p = 4.5$ (for all simulations). The diffusive scale length increases with temperature so that, as the temperature increases, more plasma components can reach higher altitudes driven by their thermal velocity.

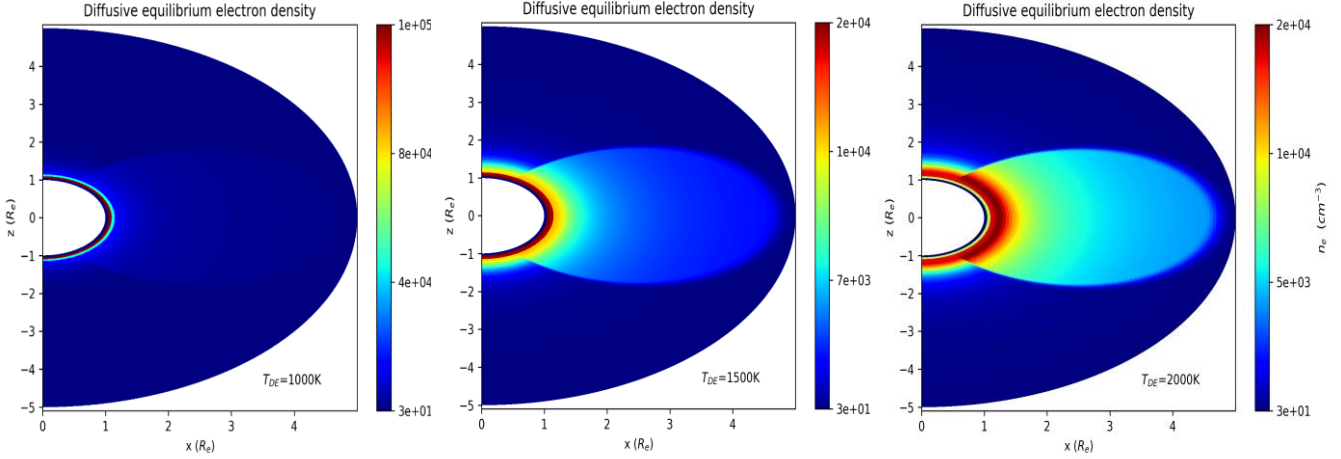


Figure 5: variation of the diffusive equilibrium electron density with temperature, (left) at 1000 K, (center) at 1500 K, (right) at 2000 K.

We present in Figure 6 four rays launched at -40° of latitude and 400 km of altitude into a plasmasphere computed using the diffusive equilibrium at temperature varying from 1000 to 4000 K. For all rays, we find the ray path is the same, except that it is shortened as the temperature increases. This is due to the shape of density isolines, which remains the same but the value of the isodensity is different according to the temperature. The more the density values is large, the more matter the wave passes through. This causes the waves to be more affected by Landau damping as the temperature increases, thus waves vanish earlier on the path.

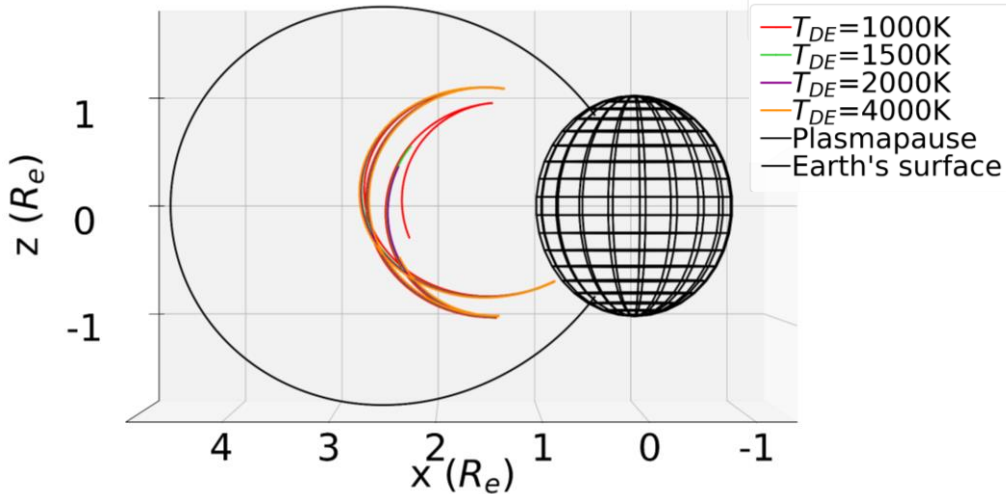


Figure 6: Raypaths of a 5 kHz ray for different temperatures, from $T=1000$ to 4000 K. The ray path is the same but shortens as the temperature increases.

3.2 Influence of the density scaling

In Eq. (7) the density parameter, N_b , scales all values of density in the plasmasphere leading to different behaviors for a given wave. In Figure 7, we propagate a 5 kHz wave for different values of N_b . For low density, the magnetic field dominates the propagation allowing the wave to reach the atmosphere on the conjugate point of the launch location and

to vanish without bouncing (e.g. red line in Fig. 7). The magnetic field acts as a wave guide for the propagation. At high latitude, when density is high enough compared with the magnetic field, the lower hybrid frequency can exceed the wave frequency and permits the lower hybrid resonance to occur. In that case, the wave resonance cone is reduced to zero as the surface of refractive index becomes closed. A normal propagation (i.e. perpendicular propagation) to the local magnetic field is thus allowed so that the wave normal angle can reach 90° . As the wave propagates perpendicularly, its wave normal angle will exceed 90° , so that the wave is reflected back. A bounce has happen. Several of these magnetic bounces can occur in a common propagation. This effect is combined with the previous effect (density effect). More the encountered density is high, more the wave damping is strong and so the ray path is shortened along the ray path.

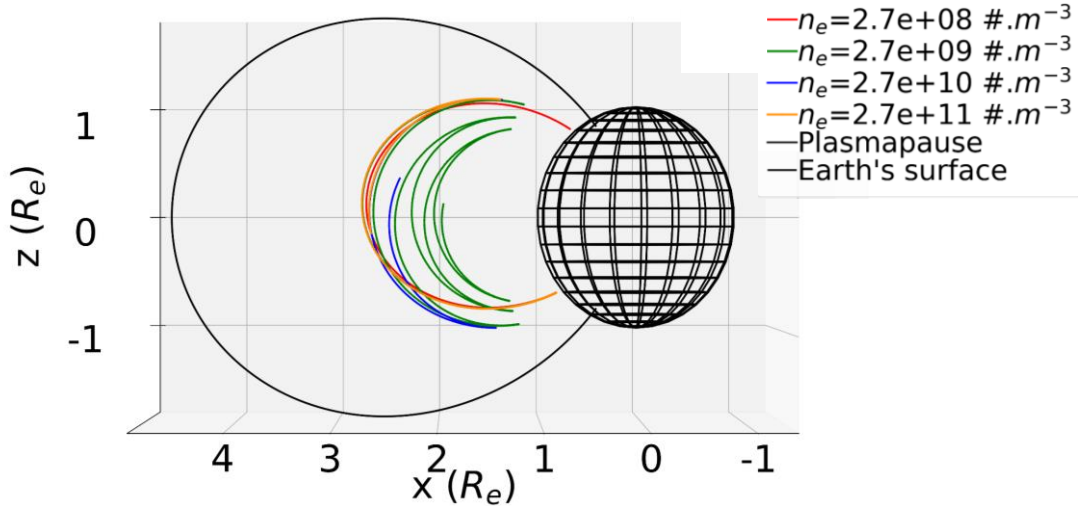


Figure 7: Raypaths of a 5 kHz wave for different scale density at 2000 K. With higher density at fixed magnetic amplitude magnetoreflexions are allowed.

4 Influence of wave parameters: the frequency

Here, we study the importance of the frequency as this parameter influences the escape point from the ionosphere, the bounce at high latitude, and the region reached by the wave. Using a temperature of 2000 K and $n_e = 2.7 \cdot 10^9 \text{ #.m}^{-3}$, we propagate several waves at frequencies ranging from 1 kHz to 15 kHz within the plasmasphere. The 15 kHz ray only follows the field line because the lower hybrid frequency never comes near the wave frequency so that magnetoreflexions are never allowed and the ray continues to follow the field line. This ray reaches the Earth's surface before its wave normal angle can reach the 90° critical value for allowing propagation in the opposite direction. Lower frequency rays (from 1 to 10 kHz) are now able to bounce between the two hemispheres. The lowest frequency waves at 1 and 2 kHz have bounced trajectories which are outward directed (each mirror points have increasing altitude). However, higher frequency waves (5 and 10 kHz) have an inward propagation after the first bounce, i.e. the following mirror points altitude is decreasing. This is due to a competition between the magnetic field shape and the density.

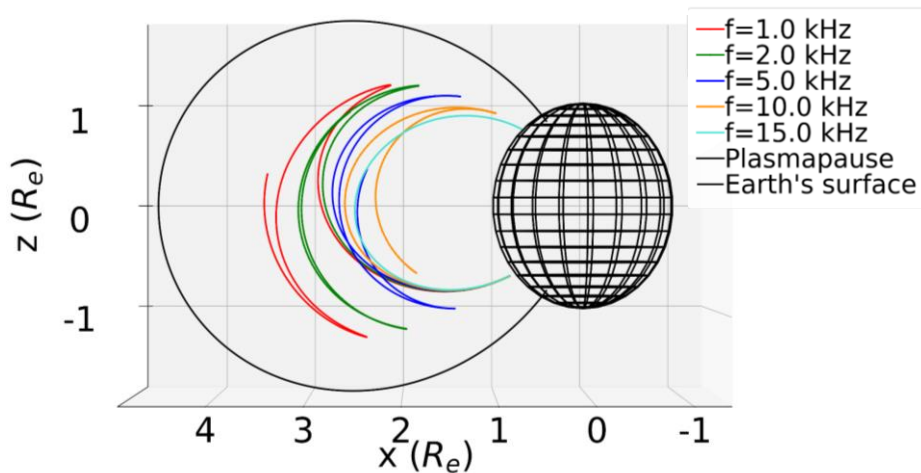


Figure 8: Raypath for several frequencies at 2000 K. The 15 kHz wave does not bounce since the lower hybrid frequency is never reached. Inward and outward propagation is allowed according to the frequency values from 1 kHz to 10 kHz.

5 Conclusions

In this article, we study the main parameters of the propagation of very low frequency waves in the plasmasphere using the BAS HOTRAY code. Comparing various magnetic field models we find that the relative error between a pure dipole model and the IGRF model reaches a maximum of 96% in the SAA region. The relative error reduces to 53% for the eccentric tilted dipole. An ongoing task is to implement the IGRF model into HOTRAY. The density model has two main parameters, the temperature of the diffusive equilibrium and the scale density, which we study. The temperature diffuses the density to higher L-shells. We find it does not change the ray path but shorten them as temperature increases due to stronger Landau damping. The scale density defines isodensity curves which can allow (or not) magnetorelections according to the value of the lower hybrid frequency. Finally, the frequency determines whether or not the propagating wave bounces. As the bounce is allowed, the propagation remains outward for low frequency waves. For higher frequencies, the propagation evolves to an Earthward propagation once the first bounce has occurred.

References

- Carpenter, D. L., and R. R. Anderson (1992), An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 97(A2), 1097-1108, doi:[10.1029/91JA01548](https://doi.org/10.1029/91JA01548).
- P.-L. Blelly, D. Alcaydé: Ionosphere, in: Y. Kamide, A. Chian, Handbook of the Solar-Terrestrial Environment, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, pp. 189–220, 2007. doi:10.1007/113677588
- Ripoll, J.-F., Thaller, S. A., Hartley, D. P., Cunningham, G. S., Pierrard, V., Kurth, W. S., et al. (2022). Statistics and empirical models of the plasmasphere boundaries from the Van Allen Probes for radiation belt physics. *Geophysical Research Letters*, 49, e2022GL101402. <https://doi.org/10.1029/2022GL101402>
- Home, R. B., (1989), Path-integrated growth of electrostatic waves: the generation of Terrestrial Myriametric Radiation, *J. Geophys. Res.*, 94, 8895-8909.
- Schrifer, D., and G. Haerendel (1991), Stimulated auroral precipitation by wave-particle interactions: Implications for the CRRES satellite mission, *J. Geophys. Res.*, 96(A7), 11403–11419, doi:10.1029/91JA00668.
- Alken P, Chulliat A, Nair M (2020) NOAA/NCEI and University of Colorado candidate models for IGRF-13. *Earth Planets Space*. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01313-z>
- Inan, U. S., and T. F. Bell, (1977), The plasmopause as a VLF wave guide, *J. Geophys. Res.*, 19, 2819.

Vers la mesure au sol des émissions RF des propulseurs spatiaux ioniques *A way to ground measurements of radio emissions from ions space thrusters*

O. Pascal¹, V. Mazières², F. Gaboriau¹, R. Pascaud², S. Mazouffre³, C. Cailhol², L. Garrigues¹, L. Liard¹, V. Laquerbe⁴, A. Guglielmi⁵, A. Cozza⁶

¹LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, olivier.pascal@laplace.univ-tlse.fr, freddy.gaboriau@laplace.univ-tlse.fr, laurent.garrigues@laplace.univ-tlse.fr, laurent.liard@laplace.univ-tlse.fr

²ISAE-SUPAERO, valentin.mazieres@isae-supaero.fr, romain.pascaud@isae-supaero.fr

Cyril.CAILHOL@isae-supaero.fr

³CNRS-ICARE, stephane.mazouffre@cnrs-orleans.fr

⁴CNES, vincent.laquerbe@cnes.fr

⁵EXOTRAIL, alexandre.guglielmi@exotrail.com

⁶GeePs, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay, andrea.cozza@centralesupelec.fr

Mots clés (en français et en anglais) : émissions Radio Fréquence, chambre réverbérante électromagnétique, mesures et tests microondes, propulseur spatial ionique, Radio Frequency Emissions, Electromagnetic reverberation chamber, microwave measurement and testing, ion space thruster.

Résumé/Abstract

Les émissions électromagnétiques des propulseurs spatiaux électriques sont aujourd'hui difficiles à caractériser et leurs causes sont inconnues aux fréquences élevées. Leurs effets sur les satellites requièrent des moyens d'essais d'autant plus complexes que ces propulseurs doivent être allumés dans des enceintes sous vide poussé. En appui des traitements en environnement réverbérant au sein du moyen d'essais national CNRS PIVOINE-2G, une feuille de route de recherche est proposée.

Electromagnetic emissions from electric thrusters for spacecraft are currently difficult to characterize, and their origin remains unknown at high frequencies. Their effects on satellites require testing resources that are all the more complex in that these thrusters must be operated in vacuum chambers. A research roadmap is proposed, based on treatment in a reverberant environment within the CNRS PIVOINE-2G national test facility.

1 Contexte et motivation

Les propulseurs spatiaux ioniques sont considérés comme les plus efficaces pour mouvoir les satellites grâce à leur grande impulsion spécifique. Ils sont utilisés pour les phases de maintien à poste et pour celles de mise sur orbite, après la libération par la fusée. Ils ont en commun d'exploiter l'énergie électrique disponible à bord pour accélérer des ions, le plus souvent du Xénon, et engendrer une poussée en réaction. Plusieurs architectures peuvent être exploitées pour cela mais la plus courante reste les propulseurs à courant de Hall.

Ils sont largement déployés sur de nombreux satellites actuellement en exploitation. Leur puissance électrique (DC) typique est de l'ordre du kiloWatt. Même si elle est essentiellement consacrée à la propulsion, une partie de cette puissance peut également se retrouver en rayonnement électromagnétique du fait des instabilités qui existent depuis les kHz jusqu'au GHz.

Considérant la sensibilité extrême des récepteurs de communication à bord et l'exigence de maîtriser les sources de bruit pour conserver l'intégrité de l'information transmise, la question de la compatibilité électromagnétique de ces propulseurs avec le satellite est cruciale.

Considérant par ailleurs les enjeux liés à la militarisation de l'espace, ce rayonnement électromagnétique réduit la discrétion des manœuvres du satellite. On cherchera alors à diminuer les émissions de ses propres satellites voire à détecter plus précocement les manœuvres des satellites adverses via leurs émissions.

Ces émissions représentent enfin des nuisances pour les communautés de chercheurs qui exploitent des radiotélescopes. Même si on ne peut pas attribuer avec certitude aux propulseurs les émissions des constellations actuellement en cours de déploiement [1,2], ils sont assurément dans la liste des suspects.

Les méthodes usuelles de caractérisation permettant de garantir la compatibilité électromagnétique entre propulseurs et récepteurs sont cependant inutilisables ici. En effet les propulseurs ne peuvent être mis en marche que dans des enceintes où l'on a réalisé un vide poussé. De telles enceintes sont métalliques pour supporter les contraintes mécaniques liées à ce vide. Ainsi cet environnement réverbérant ne permet pas de mesurer, et encore moins de comprendre, ces émissions issues des propulseurs en fonctionnement. Ces deux points constituent les deux objectifs visés par la démarche proposée dans la suite.

2 Premiers indices.

A la demande du CNES et avec le soutien d'Airbus Defense and Space, le LAPLACE et l'ISAE-SUPAERO conduisent depuis plusieurs années des travaux pour documenter ces effets et définir une stratégie scientifique pour les comprendre et les mesurer. Dans le prolongement des travaux pionniers russes [3,4], V. Mazières a ainsi pu montrer qu'il était possible assez simplement « d'écouter » les rayonnements électromagnétiques dans une enceinte où était allumé un propulseur de Hall [5] (voir figure 1). Il a ainsi pu discriminer ces émissions instationnaires selon leurs bandes spectrales et les relier à diverses causes déjà identifiées dans la littérature. Pour les fréquences élevées, ces causes demeurent inconnues et elles constituent un enjeu de recherche.

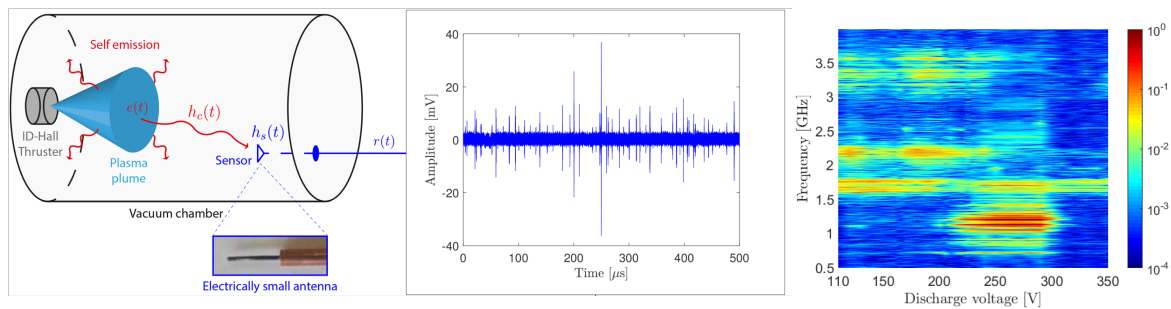


Figure 1 : configuration expérimentale, mesures brutes et traitées (en fonction de la tension d'alimentation du propulseur) d'après [5]

3 Comment mesurer ces émissions ?

Ces mesures, comme celles de Kirdyashev ou de Beiting [6] (figure 2), attestent clairement de l'existence de ces émissions intermittentes. L'environnement, totalement ou partiellement réverbérant, dans lequel elles ont été réalisées les rend néanmoins inexploitable pour répondre aux besoins industriels et de recherche. Elles ne sont pas représentatives de la configuration électromagnétique dans l'espace.

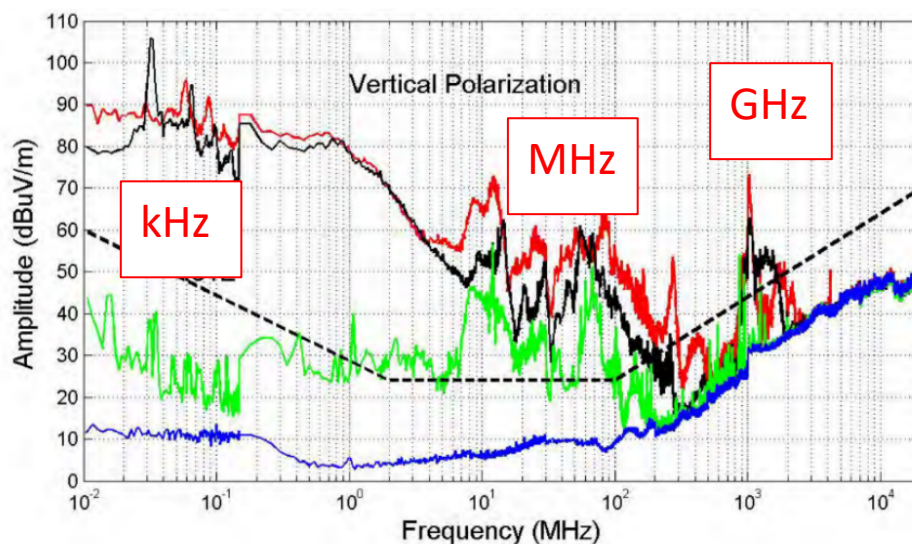


Figure 2 : émissions d'un propulseur de Hall d'après [6], la courbe bleue correspond au propulsor éteint

Puisqu'il est impossible au sol de s'affranchir de la pression atmosphérique une enceinte à vide reste nécessaire. Comme il semble également impossible de concilier tenue mécanique des contraintes de pression et transparence

électromagnétique, on ne peut pas mettre ces enceintes dans des chambres anéchoïdes classiques. Enfin, la tenue au vide des matériaux absorbants usuels ne permet pas de recouvrir l'intérieur des enceintes. Ainsi et d'après une première idée proposée en 2013 [7], les avancées sur les traitements en environnement réverbérant [8] nous ont conduit à proposer un programme de recherche basé sur les objectifs scientifiques suivants :

- Identifier l'origine du rayonnement électromagnétique des propulseurs de Hall.
- Etablir des liens de causalité entre conditions opératoires, ou design des propulseurs, et les émissions.
- Définir des capteurs performants dans l'environnement de mesure.
- Caractériser le comportement EM des enceintes de tir sous vide.
- Extraire l'information utile de la mesure, c'est-à-dire l'émission du propulseur.

4 La méthode

On propose de se concentrer sur le moyen d'essais national de référence en matière de propulsion spatiale ionique [9]. Disposant d'une instrumentation, tant mécanique que plasma, au niveau de l'état de l'art, il convient alors de développer une instrumentation microonde apte à extraire les informations électriques pertinentes.

On pourra s'appuyer sur des campagnes de mesures régulières et intensives pour acquérir d'importants volumes de données dans des configurations variées. Un travail spécifique sera conduit pour identifier les causes qui produisent le rayonnement. Dans la gamme GHz, on sait déjà qu'il ne peut être engendré que par des instabilités qui concernent les électrons. En appui sur des mesures in situ à échelle réduite, des études théoriques et numériques, on pense pouvoir comprendre le développement de ces instabilités radiatives.

Ces campagnes de mesure, associées à des développements spécifiques à échelle réduite, permettront également de développer des capteurs et les traitements adéquats. On pense exploiter un réseau de capteurs large bande décorrélés pour pouvoir tester des traitements à même de déconvoluer les effets de l'enceinte réverbérante sur les signaux mesurés.

5 Conclusion

La mesure des émissions des systèmes de propulsion spatiaux dans la gamme des microondes constitue un défi particulièrement important pour garantir l'opérabilité, voire la discrétion des satellites. Même si l'on sait avec certitude que ces émissions existent à des niveaux préoccupants, on n'en comprend pas encore les causes et on ne sait pas les mesurer de façon satisfaisante pour assurer les développements industriels.

Une voie a été proposée par un ensemble de partenaires académiques et industriels pour lever ces verrous. Elle s'appuie sur un moyen d'essai de référence et un plan de travail scientifique ambitieux. Elle doit conduire à doter la communauté nationale d'un diagnostic microonde original et efficace.

Références bibliographiques

- [1] Unintended electromagnetic radiation from Starlink satellites detected with LOFAR between 110 and 188 MHz, *A&A* 676, A75 (2023)
- [2] SpaceX satellites are leaking radio waves — a potential headache for science, *Nature* 619, 439 (2023)
- [3] Kirdyashev, K. P., *Microwave Processes in Plasmadynamic Systems*, Energoatomizdat, Moscow, 1982
- [4] Kirdyashev, K.P. Microwave processes in the SPD-ATON stationary plasma thruster. *Plasma Phys. Rep.* 42, 859(2016).
- [5] Mazières, V, Broadband (kHz–GHz) characterization of instabilities in Hall thruster inside a metallic vacuum chamber, *Physics of Plasmas* 29, 072107 (2022) DOI 10.1063/5.0090774.
- [6] Beiting, E., Electromagnetic emissions from PPS® 1350 Hall thruster, in IEPC, paper IEPC-2009-071.
- [7] Gianbusso, M., A Plan to Study the Radiated Emissions from a VASIMR® Engine Exhaust Plume, in IEPC, paper IEPC2013-199.
- [8] Cozza, A, Emulating an Anechoic Environment in a Wave-Diffusive Medium through an Extended Time-Reversal Approach, *Trans. On Antennas and Propagation* 60, 3838 (2012).
- [9] <https://icare.cnrs.fr/recherche/moyens-experimentaux/pe-pivoine/>

Génération de plasmas par micro-ondes / RF

Absorption virtuelle microonde pour l'allumage de plasma sans réflexion *Microwave virtual absorption for reflectionless plasma ignition*

T. Delage¹, V. Mazières², O. Pascal¹, T. Callegari¹, J. Sokoloff¹

¹LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France, *theo.delage@laplace.univ-tlse.fr*

²ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, Toulouse, France

Mots clés : Absorption virtuelle parfaite (Virtual perfect absorption), Source plasma microonde (microwave plasma source)

Résumé/Abstract

Dans ce travail, nous présentons une approche originale pour l'allumage de décharges plasma à travers une analyse des aspects fondamentaux de la diffusion de la lumière dans le plan complexe des fréquences. Pour cela, nous mettons en œuvre une stratégie d'excitation microonde par absorption virtuelle d'une cavité résonante. Celle-ci permet de confiner parfaitement l'énergie électromagnétique dans le résonateur. Par la mise en forme précise du profil temporel de l'onde incidente, nous minimisons effectivement la réflexion pendant l'excitation et le processus d'allumage du plasma. À travers différentes investigations expérimentales, nous montrons que l'absorption virtuelle peut être un outil intéressant pour l'excitation sans réflexion et le contrôle optimal de la décharge plasma.

In this work, we present an innovative approach to plasma ignition by incorporating an analysis of fundamental aspects of light scattering in the complex frequency plane. To achieve this, we are implementing a microwave excitation strategy of a resonant cavity based on virtual perfect absorption. This enables the electromagnetic energy to be perfectly captured within a resonator. By carefully designing the temporal profile of the incident wave, we effectively minimize reflections during the ignition stages. Through comprehensive experimental investigations, we validate the viability of this approach, establishing virtual perfect absorption as an interesting tool for reflectionless excitation and optimal control of plasma discharge.

1 Introduction

Les travaux présentés s'inscrivent dans le cadre général de recherche de stratégies de contrôle spatio-temporel des plasmas. Dans ce cadre, nous investissons les possibles ouverts par les récents travaux autour de phénomènes singuliers de diffusion des ondes [1], en particulier des états électromagnétiques résonants sans réflexion [2]. Ces états semblent pouvoir offrir des conditions électromagnétiques favorables à l'allumage de décharges plasma. Cet allumage représente un intérêt critique pour de multiples applications scientifiques et industrielles.

Dans notre cas d'étude, une cavité résonante microonde possédant un unique accès de couplage est excitée par une fréquence complexe particulière qui correspond à un zéro de la matrice S . Concrètement, la partie réelle de la fréquence correspond à la fréquence de résonance du mode usuellement considérée. La partie imaginaire traduit une modulation temporelle exponentielle de l'amplitude du champ incident, permettant de compenser les mécanismes de diffusion. En effet, la réflexion totale à l'accès d'un résonateur est le résultat de la superposition entre une part de l'onde incidente réfléchiée directement à l'accès et une onde sortant du résonateur, dépendante du coefficient de couplage à l'accès et des pertes par dissipation dans la cavité. À la résonance, ces contributions sont en opposition de phase et interfèrent de manière destructive. Il est alors possible de jouer sur la forme de l'onde incidente, donc de l'onde directement réfléchiée à l'accès, pour parfaitement compenser les fuites de la cavité à la résonance. Dans un cas avec peu ou sans pertes par dissipation, ce phénomène singulier, connu sous le nom d'absorption virtuelle [3-4], conduit au stockage intégral de l'énergie portée par le champ incident, le temps de l'excitation. Cette intensification locale et rapide du champ électrique dans la cavité présente un intérêt particulier pour l'allumage de décharges plasma.

Ces travaux proposent notamment des méthodes permettant d'identifier les zéros de la matrice S à partir de la seule mesure du S_{11} et de la théorie temporelle des modes couplés [5], pour une cavité microonde résonante de géométrie quelconque couplée à un accès et monomodale. Ensuite, nous exposons une démonstration expérimentale de l'absorption virtuelle dans cette cavité [6]. Cette dernière expérience est prolongée par la démonstration de l'allumage de plasmas par absorption virtuelle, c'est-à-dire sans réflexion antérieurement au claquage [7]. Nous focalisons cette communication sur ce dernier résultat.

2 Résultats

La Figure 1 montre deux photographies de la cavité. Deux tiges métalliques permettent la concentration du champ électrique, en particulier pour le mode TE_{012} . Une grille de Faraday est insérée sur une paroi de la cavité, permettant la caractérisation de la variation temporelle de l'intensité lumineuse émise par le plasma via une caméra. Un tube en verre de 6 mm de diamètre externe (5 mm interne), rempli d'argon à 5.3 mbar, traverse la cavité et passe entre les concentrateurs. Ces conditions doivent faciliter l'allumage du plasma.

La Figure 2 illustre les signaux électromagnétiques incident et réfléchis (plasma OFF et ON - période de répétition de 500 μ s) au niveau de l'accès de la cavité. Le signal incident est mis en forme via la modulation entre une porteuse à la fréquence réelle souhaitée et une enveloppe exponentielle créée par un générateur de signaux arbitraires, correspondant à la partie imaginaire de la fréquence. Dans ce cas, la fréquence complexe du zéro calculée suite à la mesure du S_{11} vaut $f_{zero} = 2.416 + j0.0136$ GHz (convention $e^{-j2\pi ft}$). Ce signal est ensuite amplifié avant d'être amené à la cavité. Un coupleur directionnel permet de prélever les signaux incident et réfléchis, mesurés ensuite par un oscilloscope. Le pic de tension final atteint dans ce cas 190 V, soit une puissance instantanée de 360 W à 50 Ω . Comme attendu avec l'absorption virtuelle, nous observons l'absence de réflexion pendant une grande partie de l'excitation. La réflexion augmente cependant sur les dix dernières nanosecondes de l'excitation, et cela en présence ou absence de plasma. Cela semble être dû à une légère non-linéarité de l'amplificateur pulsé utilisé. Cet effet montre l'importance de mettre en forme un signal incident dont la fréquence complexe est très proche du zéro de la matrice S considéré. À la coupure de l'excitation, les ondes fuient de la cavité. Dans le cas sans plasma, cette fuite se fait à la fréquence associée au pôle de la matrice S. Nous observons qu'en présence du plasma, l'amplitude du signal de fuite est plus faible et ne décrit plus une exponentielle. Le plasma doit absorber une partie des ondes stockées dans la cavité.

L'évolution temporelle de l'intensité lumineuse intégrée du plasma est superposée à ces courbes. L'allumage du plasma repose sur la présence initiale d'électrons ou d'ions dans la cavité, possible via les rayons cosmiques ou par l'effet d'excitations antérieures, dans un scénario d'excitation pulsée comme appliqué ici. On parle dans ce cas d'effet mémoire. Ces charges sont ensuite mises en mouvement par le champ électrique microonde, ce qui peut mener au phénomène d'avalanche électronique et à l'allumage du plasma. La hausse subite de l'intensité lumineuse sur la Figure 2 est caractéristique de cette avalanche et indique l'allumage du plasma. Cette hausse débute en l'absence de réflexion. L'insert sur cette même figure montre une photographie du plasma (recolorisée) au moment du pic d'intensité. Après la coupure de l'excitation microonde, nous observons une décroissance de l'intensité lumineuse, le plasma étant de moins en moins entretenu lors de la décharge de la cavité.

3 Conclusion

Après avoir rappelé le principe d'absorption virtuelle, nous avons décrit la mise en œuvre d'un banc expérimental et les résultats démontrant l'allumage d'un plasma par absorption virtuelle microonde. Ces travaux ouvrent de nombreuses perspectives. Entre autres, ils motivent l'exploration du contrôle de la dynamique temporelle (ns) du claquage des plasmas. Celui-ci semble en effet envisageable par la mise en forme précise des signaux incidents microondes, dont la dynamique temporelle surpasse celle des interactions dans les gaz et les plasmas. Cela peut avoir un intérêt particulier pour les décharges pulsées. Finalement, ces travaux semblent ouvrir une voie pour l'adaptation d'une stratégie d'excitation par retournement temporel. Cette dernière a déjà démontré son intérêt pour l'allumage de décharges plasma [8].

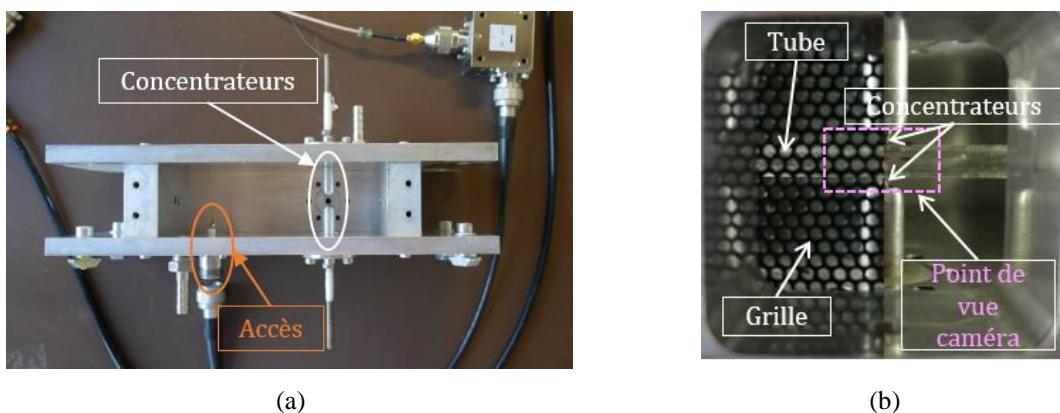


Figure 1 : Photographies de la cavité pour l'expérience. (a) Vue d'ensemble interne et (b) vue au niveau de la grille de Faraday.

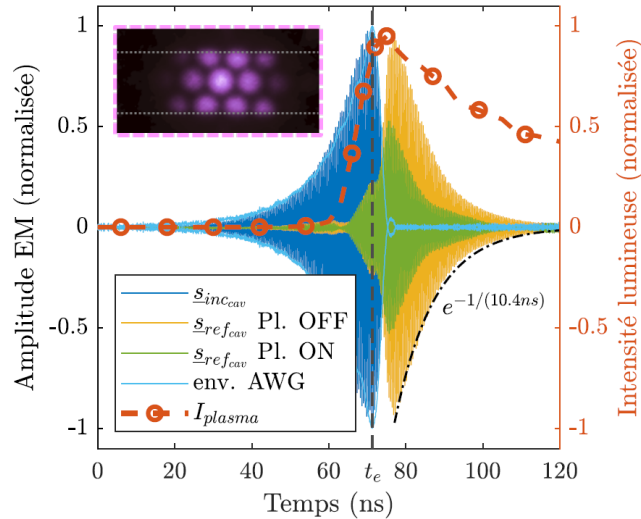


Figure 2 : Allumage du plasma par absorption virtuelle. L'insert montre une image du plasma captée par la caméra pour l'intensité maximale.

Références bibliographiques

- [1] Krasnok, A. et al. "Anomalies in light scattering". *Adv. Opt. Photonics* 11, 892 (2019).
- [2] A. Douglas Stone et al. "Reflectionless Excitation of Arbitrary Photonic Structures: A General Theory". *Nanophotonics* 10.1, 343-360 (2020).
- [3] Baranov, D. G., Krasnok, A. and Alù, A. "Coherent virtual absorption based on complex zero excitation for ideal light capturing". *Optica* 4, 1457 (2017).
- [4] Ra'di, Y., Krasnok, A. and Alù, A. "Virtual Critical Coupling". *ACS Photonics* 7, 1468–1475 (2020).
- [5] Haus H.A. "Waves and fields in optoelectronics". *Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall*, chapitre 7 (1984).
- [6] Delage, T., Pascal, O., Sokoloff, J. and Mazières, V. "Experimental demonstration of virtual critical coupling to a single-mode microwave cavity". *J. Appl. Phys.* 132, 153105 (2022).
- [7] Delage, T., Sokoloff, J., Pascal, O., Mazières, V., Krasnok, A. and Callegari, T. "Plasma ignition via high-power virtual perfect absorption". *ACS Photonics* (2023).
- [8] Mazières, V. et al. "Plasma generation using time reversal of microwaves". *Applied Physics Letters* 115.15 (2019).

Allumage par retournement temporel dans une chambre de combustion *Ignition using time reversal in a combustion chamber*

J. Sokoloff¹, O. Pascal¹, O. Rouzaud², M. Orain², B. Fragge^{1,2}, P. Dussolliet-Berthod^{1,2}, L. Szuter¹

¹LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France, jerome.sokoloff@laplace.univ-tlse.fr

²ONERA/DMPE, Université de Toulouse, F-31055 Toulouse, France

Mots clés (en français et en anglais) : Allumage, plasma, retournement temporel microonde, combustion
Ignition, plasma, microwave time reversal, combustion

Résumé/Abstract

L'allumage d'un brouillard de carburant dans une chambre de combustion nécessite le dépôt d'une énergie initiale capable de créer une décharge plasma dont la position optimale peut varier suivant les conditions de pression et de température. Pour atteindre cet objectif nous proposons d'utiliser le retournement temporel microonde afin de contrôler dans le temps et dans l'espace la focalisation de l'onde électromagnétique dans une cavité. Au-delà d'un certain seuil de densité de puissance, un plasma peut être créé au niveau de la tache focale. Dans ce papier, nous présentons les travaux effectués au cours de deux thèses et du projet ANR ASTRID Altiport2 dans le cadre d'une collaboration entre le LAPLACE et l'ONERA. Une cavité d'étude de grand volume a été fabriquée afin de réaliser l'allumage d'un brouillard de carburant par retournement temporel. Nous montrons les difficultés rencontrées pour obtenir ce résultat du fait de la densité de puissance nécessaire à atteindre dans une bande de fréquence autour de 2,45 GHz imposée par le matériel à disposition. Nous montrons également les stratégies imaginées pour déplacer le plasma au cours du temps. Enfin, nous présentons les premiers travaux entrepris en vue d'appliquer cette technique dans une cavité plus représentative d'une chambre de combustion en termes de géométrie et de taille.

The ignition of a fuel spray in a combustion chamber requires the deposition of an initial energy capable of creating a plasma discharge whose optimal position can vary according to pressure and temperature conditions. To achieve this objective, we propose to use microwave time reversal to control the spatial and temporal focusing of electromagnetic waves in a cavity. Above a certain power density threshold, a plasma can be created at the focal spot. In this paper, we present the work carried out during two theses and the ANR ASTRID Altiport2 project as part of a collaboration between LAPLACE and ONERA. A large-volume study cavity was built in order to ignite a fuel spray using time reversal. We show the difficulties encountered in obtaining this result, linked to the power density required in a frequency centered around 2.45 GHz imposed by the available equipment. We also show the strategies devised to displace the plasma over time. Finally, we present the initial work undertaken to apply this technique in a cavity that is more representative of a combustion chamber in terms of geometry and size.

1 Contexte et motivation

L'allumage ou le ré-allumage d'un brouillard de carburant est un point critique pour la conception d'une chambre de combustion aéronautique, tant du point de vue de l'opérabilité que de celui de la sécurité. Le système classique d'allumage repose sur une bougie à arc positionnée en paroi à un emplacement précis de la chambre. Ce système n'est pas optimal en termes de performances. En effet, la paroi absorbe une part importante du dépôt d'énergie et l'emplacement fixe de la bougie n'est pas forcément adapté aux différentes conditions d'allumage. Dans cet article nous présentons les travaux effectués et en cours utilisant le principe du retournement temporel avec des microondes pour créer un dépôt d'énergie modulable en espace et en temps dans la chambre de combustion. La focalisation de l'énergie permet de générer un plasma à l'instant et à l'endroit voulus, ce plasma permettant à son tour d'allumer un brouillard de carburant.

2 Dimensionnement d'un banc expérimental dédié et premiers résultats d'allumage

Les premiers travaux présentés ont été effectués lors de la thèse de Beatrice Fragge [1] soutenue en 2022 dont l'objectif était de réaliser un banc permettant d'allumer un brouillard de carburant par retournement temporel.

Le retournement temporel consiste à générer une onde modulée dans le temps autour d'une fréquence principale afin de la focaliser à l'endroit et à l'instant voulus dans une cavité métallique. La forme de l'onde à émettre est obtenue après une phase d'apprentissage durant laquelle la réponse de la cavité à une impulsion électromagnétique émise depuis l'endroit souhaité est enregistrée par un accès de la cavité (Figure 1.a). Le signal enregistré est ensuite réémis par ce même accès mais retourné temporellement (Figure 1.b). Les ondes à l'intérieur de la cavité font alors le chemin inverse et viennent se focaliser à l'endroit de l'émission initiale. L'idée de ces travaux consiste à supposer que cette focalisation peut générer un plasma, qui à son tour, pourra allumer un brouillard de carburant.

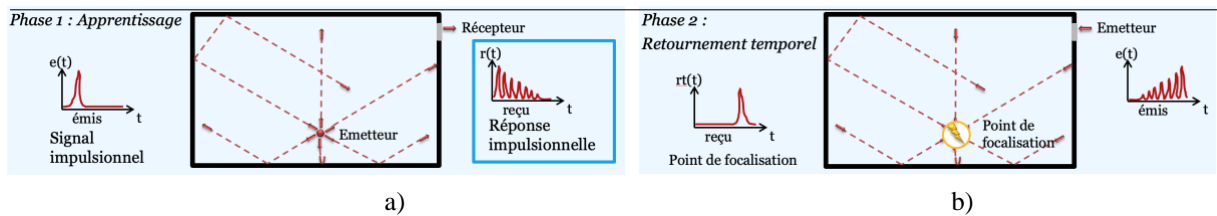


Figure 1 : Schéma de principe du retournement temporel ; a) Phase d'apprentissage, b) Allumage d'un plasma au point de focalisation

Ainsi l'application du retournement temporel pour allumer un plasma par focalisation de l'onde nécessite d'avoir une chaîne hyperfréquence capable de générer l'onde avec la forme temporelle souhaitée et de l'amplifier fortement (Figure 2.b). Le coût d'un tel matériel devient vite prohibitif lorsque l'on monte en fréquence. Ainsi, la première contrainte rencontrée est liée à la fréquence autour de 2,4 GHz qui nous a été imposée par le matériel à disposition dans le laboratoire. A cette fréquence, la taille décimétrique d'une chambre de combustion réaliste rend impossible l'application du retournement temporel qui nécessite un très grand nombre de modes dans la cavité. Il a fallu ainsi fabriquer une cavité beaucoup plus volumineuse (2m^3) permettant de satisfaire cette contrainte modale (Figure 2.a). Il est à noter que les résultats obtenus dans cette cavité restent transposables pour une chambre de combustion réelle de taille plus réduite à condition de monter en fréquence.

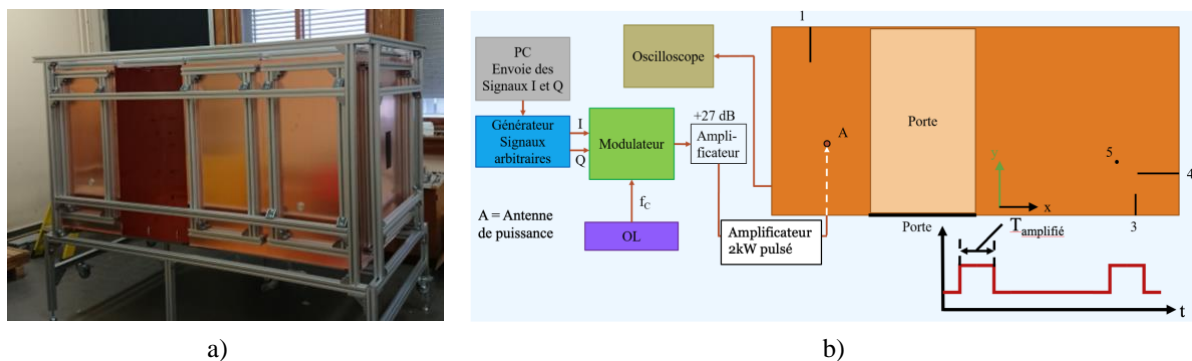


Figure 2 : a) Cavité en cuivre de 2m^3 , b) Schéma du dispositif expérimental pour générer l'onde émise à l'intérieur de la cavité par l'antenne de puissance en A et mesurer les signaux en différents points de la cavité (1,3,4 et 5)

Une autre difficulté liée à cette fréquence est que la tache focale minimale correspond approximativement à une sphère de 6 cm de rayon. Il devient ainsi difficile d'atteindre la densité de puissance nécessaire pour allumer un plasma d'air à pression atmosphérique. Pour pallier ce problème nous avons utilisé des Split Ring Resonators (SRR) comme initiateurs. En effet, lorsque ceux-ci sont excités à leur fréquence de résonance en ciblant la tache focale dessus, une surtension importante apparaît dans leur gap pouvant potentiellement allumer un plasma (Figure 3.a).

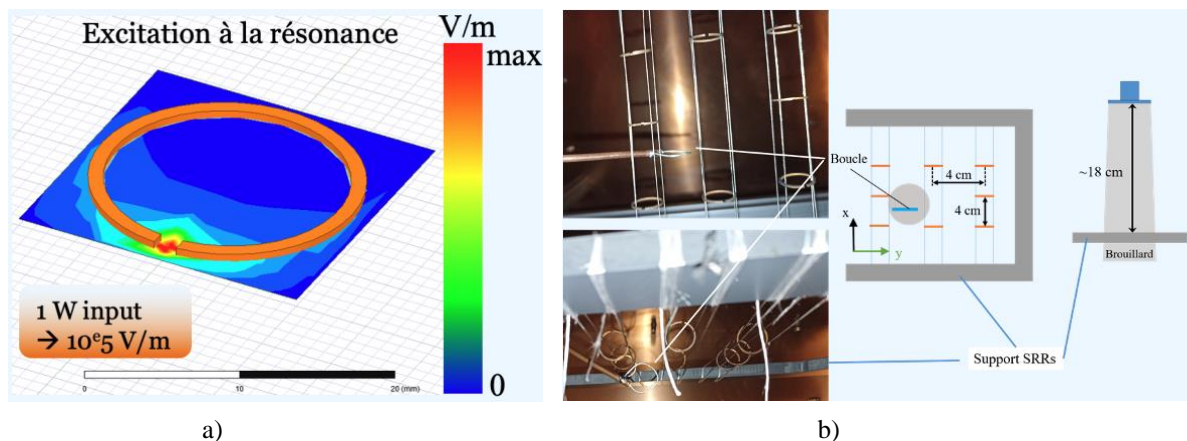


Figure 3 : a) Simulation de la surtension dans le gap d'un SRR, b) Photos des SRR avec leur support et schéma de leur disposition par rapport au brouillard de kérosène

Nous avons ensuite placé plusieurs SRR soutenus par des fils afin d'assurer leur positionnement et leur orientation avec leur gap vers le haut (Figure 3.b). L'ensemble des SRR est placé dans la zone où le bouillard de kérosène est

créé par un injecteur (représentée en gris clair sur la figure). Un capteur (boucle magnétique) a été placé à proximité des SRR afin de mesurer le champ magnétique et visualiser son évolution temporelle via un oscilloscope.

Les principaux résultats obtenus sont montrés sur la Figure 4. Le premier objectif est de générer une forme d'onde capable de focaliser sur les SRR et d'allumer les plasmas. Une étude préliminaire a été faite en alimentant la cavité par une onde électromagnétique en CW à la fréquence de résonance des SRR (2,8667GHz). Elle a montré que les plasmas pouvaient s'allumer dans le gap des SRR au bout d'environ $1\mu s$ avec une puissance d'entrée d'environ 1500 W (Figure 4.a). Nous avons montré également que les plasmas générés étaient capables d'allumer le brouillard de kérosène [2].

En revanche, avec cette alimentation en CW toute la cavité était remplie sans aucune focalisation de l'onde électromagnétique sur les SRR. Pour concentrer l'énergie au niveau des SRR, une phase d'apprentissage via la technique du retournement temporel a été nécessaire. Afin d'assurer une focalisation temporelle et spatiale correcte, il faut utiliser une impulsion la plus courte possible. Nous avons montré avec le matériel à disposition qu'une impulsion de 8ns permettait une bonne focalisation temporelle et spatiale. Or, une impulsion aussi courte au niveau des SRR est incapable de générer des plasmas. Le caractère multiphysique et le grand volume de cette expérience rend toute approche par simulation impossible pour nous guider dans les modifications de la forme du signal à entreprendre. Seule l'expérience précédente en CW nous indiquait qu'une durée plus longue proche de $1\mu s$ était susceptible d'allumer les plasmas. Ainsi, il a fallu sculpter le signal en vue d'allonger sa durée avec les degrés de liberté que nous avons à disposition expérimentalement, à savoir : le nombre d'impulsions à répéter et la durée de chacune des impulsions.

Après de nombreux essais, nous avons obtenu l'allumage des plasmas avec la répétition de 4 impulsions de 200 ns chacune. Le signal mesuré au niveau des SRR est montré sur la figure 4.b. Les plasmas générés par ce signal ont également été capables d'allumer le brouillard de kérosène (Figure 4.c).

Ainsi, nous avons allumé un brouillard de kérosène par retournement temporel ce qui constituait l'objectif principal de cette thèse. Toutefois, le signal utilisé n'a pas été optimisé et sa focalisation spatiale n'a pas été évaluée.

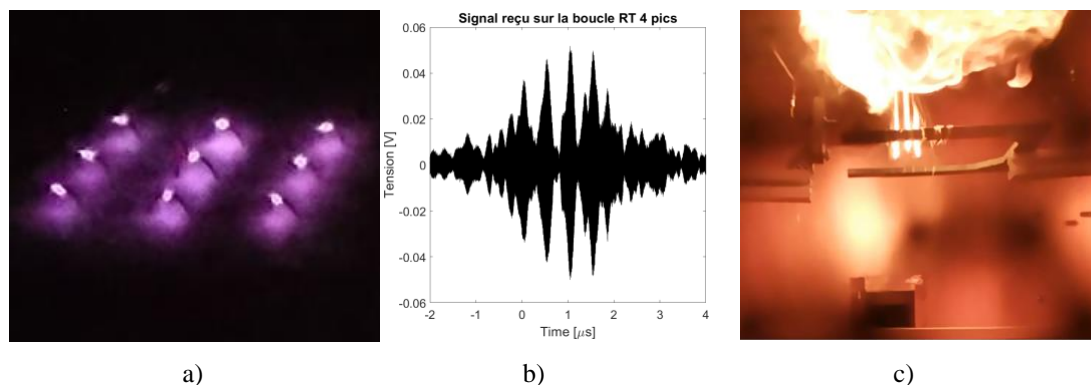


Figure 4 : a) Plasmas créés dans les SRR, b) Signal mesuré au niveau des SRR, c) Allumage de kérosène

3 Nouvelle stratégie pour optimiser la focalisation et déplacer le plasma

La thèse de Beatrice Fragge a montré la possibilité d'utiliser le retournement temporel pour l'allumage. Cependant, la création des plasmas sur les SRR a nécessité la génération d'une forme temporelle d'onde non optimisée.

La thèse de Pierre Dussollet-Berthod commencée il y a un an, a pour premier objectif d'améliorer la forme d'onde émise en vue d'une meilleure focalisation temporelle et spatiale. En effet, la répétition des impulsions comme l'élargissement de leur durée dégradent les performances du retournement temporel. En premier lieu, la hauteur des pics de chaque impulsion diminue et peut donc passer sous le seuil de la tension de claquage. D'autre part, la focalisation spatiale n'est pas garantie. En effet, nous ne sommes pas certains que le signal utilisé dans la thèse de Beatrice Fragge ne soit pas capable d'allumer le plasma ailleurs à un endroit non désiré dans la zone couverte par le brouillard de kérosène. Pour pouvoir évaluer la focalisation spatiale, une nouvelle technique de mesure utilisant une sonde non-intrusive (Enprobe EFS-105) a été mise en œuvre afin d'obtenir le champ en plusieurs points de la cavité et non pas seulement à l'endroit de la focalisation supposée. Cette technique a permis de tester l'impact des répétitions et de l'élargissement de l'impulsion sur la focalisation spatiale dans la zone couverte par le jet de kérosène. Le détail des résultats obtenus est donné dans [3].

Le deuxième et principal objectif de la thèse Pierre Dussolliet-Berthod consiste à déplacer le plasma dans la cavité. Comme cela est illustré sur la Figure 5, la stratégie adoptée consiste à focaliser l'onde à proximité d'un plasma déjà allumé par une source externe pour le déformer puis le déplacer par focalisations successives espacées le long de la trajectoire souhaitée pour l'amener jusqu'à la zone d'allumage de carburant. L'apprentissage de la forme d'onde nécessaire sera effectué soit au moyen de la sonde peu intrusive Enprobe, soit par perturbations successives couplées à l'opérateur de Wigner-Smith.

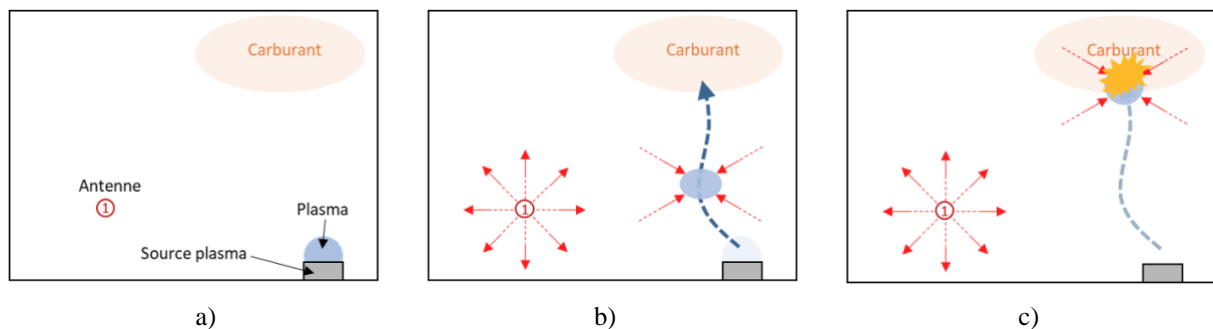


Figure 5 : a) Étape 1 : création du plasma par une source conventionnelle, b) Étape 2 : déplacement du plasma par retournement temporel, c) Étape 3 : allumage dans la zone du brouillard de carburant

4 Application dans une chambre de combustion réaliste

Parallèlement à cette thèse, le projet ANR ASTRID Altiport2 a débuté cette année. Son objectif est d'appliquer le retournement temporel sur un prototype dont la géométrie et la taille sont plus représentatives d'une chambre de combustion réelle, fréquemment de forme torique (Figure 6.a). L'ONERA nous a mis à disposition son banc d'essai MERCATO de forme parallélépipédique (Figure 6.b) capable de faire des tests d'allumage avec un flux d'air dont la pression et la température peuvent varier. Le défi consiste donc à réaliser un allumage par retournement temporel à l'intérieur de cette chambre de combustion. L'idée est d'introduire les ondes électromagnétiques à travers les 2 fenêtres diélectriques de part et d'autre de l'enceinte et d'empêcher leur sortie au niveau de l'éjection des gaz sans gêner cette dernière.

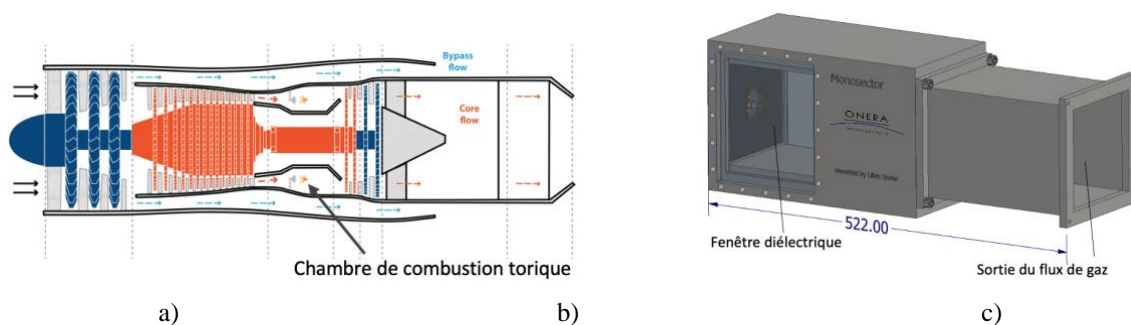


Figure 6 : a) Étape 1 : création du plasma par une source conventionnelle, b) Étape 2 : déplacement du plasma par retournement temporel, c) Étape 3 : allumage dans la zone du brouillard de carburant

Ainsi, une enceinte torique en aluminium a été conçue afin de s'adapter aux fenêtres diélectriques (Figure 7.a). Cette forme torique a été choisie afin de s'approcher de celle d'une chambre de combustion classique. Il est à noter que le retournement temporel pourrait permettre l'allumage de plasmas n'importe où dans le tore, uniquement à partir de la forme d'onde adéquate injectée par un seul accès microonde. Pour cette étude la focalisation des ondes se fera à l'intérieur du banc Mercato (en passant à travers les fenêtres diélectriques), seul endroit où les conditions d'allumage réelles seront réalisées.

Nous avons placé pour l'étude deux accès microondes sur le haut du tore afin de pouvoir générer deux polarisations différentes (horizontale ou verticale). La fréquence haute de travail a été fixée autour de 8GHz du fait de la limite imposée par l'amplificateur dont nous disposons (prêté par le CEA Gramat). A cette fréquence, le nombre élevé de modes est suffisant pour assurer un retournement temporel de qualité.

Le retournement temporel est possible lorsque l'enceinte forme une cavité étanche électromagnétiquement. Pour cela, nous avons disposé une structure en nid d'abeille (Figure 7.b) au niveau de la sortie des gaz. Cette structure présente l'avantage de réfléchir les ondes dans la bande de fréquence de travail, tout en laissant l'échappement des gaz possible. L'assemblage de l'ensemble des pièces est montré sur la Figure 7.c.

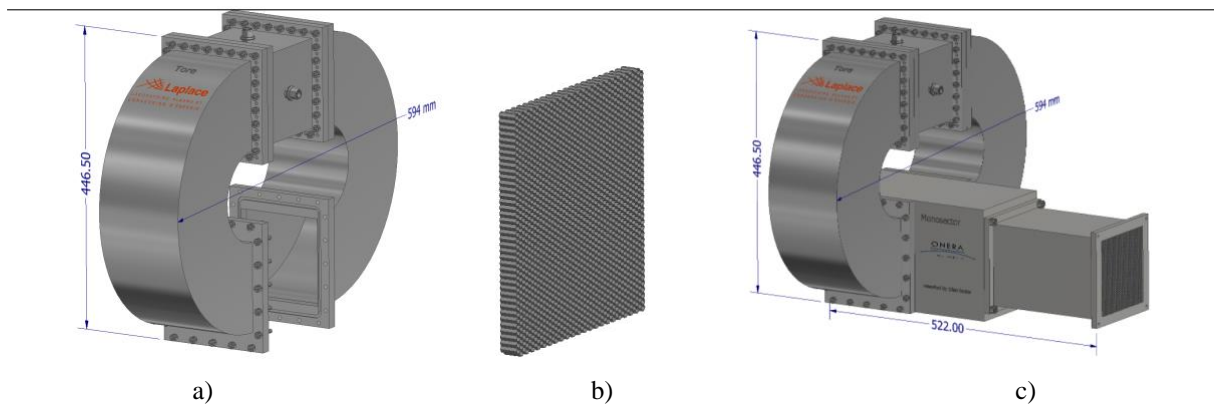


Figure 7 : a) enceinte torique avec 2 accès microondes, b) structure en nid d'abeille, c) assemblage complet

Nous illustrons sur la Figure 8 le fonctionnement attendu à partir d'une coupe longitudinale du prototype. Après une phase d'apprentissage, la forme d'onde adéquate est injectée par le monopôle situé sur le haut du tore. Après de nombreuses réflexions dans toute l'enceinte, les ondes viennent se focaliser en phase au niveau du brouillard produit par l'injecteur de carburant. La densité de puissance est assez élevée (si besoin à l'aide d'un initiateur) pour créer un plasma. Celui-ci allume à son tour le mélange carburant-air et génère une flamme. Les gaz de combustion sont ensuite éjectés à travers la structure en nid d'abeille.

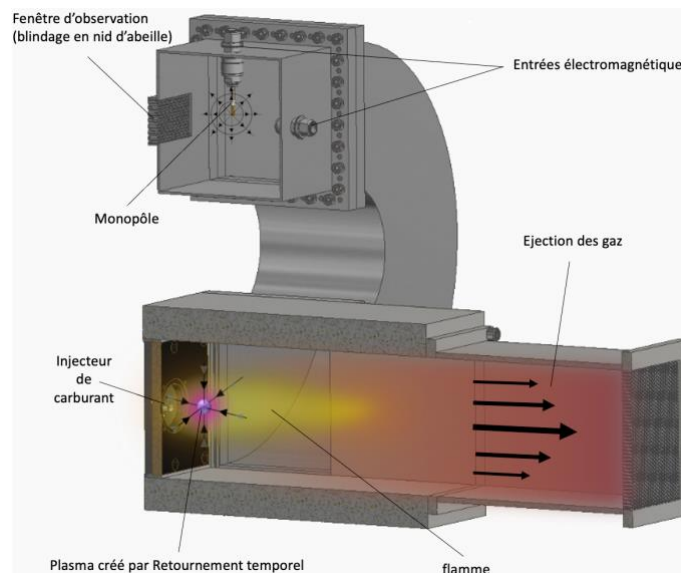


Figure 8 : Illustration de l'allumage du brouillard de carburant par retournement temporel sur une coupe longitudinale du prototype.

Aujourd'hui le prototype a été réalisé. Les premiers essais de retournement temporel à bas niveau vont bientôt commencer. Les essais à haute puissance de l'allumage du plasma et du carburant se dérouleront dans l'année qui vient.

5 Conclusion et perspectives

Dans cet article nous avons montré les potentialités et les difficultés du retournement temporel microonde pour allumer un brouillard de carburant.

Un premier allumage a été réussi autour de 2,4 GHz à l'aide d'initiateurs de type SRR. Toutefois, la forme temporelle de l'onde utilisée n'a pas permis de garantir une bonne focalisation spatiale de l'onde. Actuellement, une étude en vue d'optimiser le signal est en cours afin de pallier ce problème. Elle permettra d'aboutir à l'allumage d'un brouillard de carburant à différents endroits en jouant simplement sur la forme temporelle de l'onde.

La présence des initiateurs est gênante en vue d'une application dans une chambre de combustion. Ainsi, une nouvelle stratégie va être mise en œuvre avec un plasma initial généré par une source indépendante sur lequel une onde viendra se focaliser par retournement temporel afin de le déformer puis de le déplacer de proche en proche jusqu'à la zone d'allumage du carburant.

La cavité dans laquelle les travaux mentionnés précédemment ont été ou vont être faits est trop volumineuse et ne permet pas de reproduire les conditions des chambres de combustion réelles. Afin de s'approcher de ces conditions, une nouvelle étude est en cours dans laquelle un prototype de taille plus réduite de forme torique et s'adaptant à un banc d'essai d'allumage existant a été conçu et réalisé. Les essais de retournement temporel bas niveau et forte puissance autour de 8GHz vont bientôt être entamés.

Cette technique de retournement temporel microonde pour générer des plasmas à pression atmosphérique pourrait également être améliorée en la combinant avec des ondes de surface. Cette idée fait l'objet d'un nouveau projet en vue d'une application pour contrôler l'onde de détonation dans un moteur à détonation rotative ou encore la SER d'un véhicule. Un premier dimensionnement d'une structure pouvant supporter un retournement temporel d'ondes de surface a été effectuée. Quelques résultats sont montrés dans [4].

Nous tenons à remercier le CEA pour le prêt de l'amplificateur et l'AID pour le co-financement des travaux de thèse de Pierre Dussollet-Berthod.

Références bibliographiques

- [1] B. Fragge, « Allumage d'une chambre de combustion par retournement temporel micro-onde », Thèse de doctorat, Toulouse, ISAE, 2022.
- [2] B. Fragge, J. Sokoloff, O. Rouzaud, O. Pascal, et M. Orain, « Fuel ignition using remote generation of microwave plasma in air at atmospheric pressure », *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 99, p. 2, 2024, doi: 10.1051/epjap/2023230152.
- [3] P. Dussollet-Berthod, J. Sokoloff, O. Rouzaud, O. Pascal, et M. Orain, « Etude de la focalisation par retournement temporel pour le claquage de plasmas : influence de la répétition et de la durée d'impulsion », *Journées Scientifiques d'URSI France*, 26-27 mars 2024.
- [4] L. Szuter, J. Sokoloff, V. Mazières, N. Lebbe, « Dimensionnement d'une cavité à propagation d'ondes de surfaces 1D pour le pilotage plasma par retournement temporel », *Journées Scientifiques d'URSI France*, 26-27 mars 2024.

Pilotage spatiotemporel des plasmas microondes

Space time steering of microwave plasmas

V. Mazières¹, R. Pascaud¹, L. Liard², S. Dap², R. Clergereaux², O. Pascal²

¹ISAE-SUPAERO, 10 Avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse, France

²LAPLACE, 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

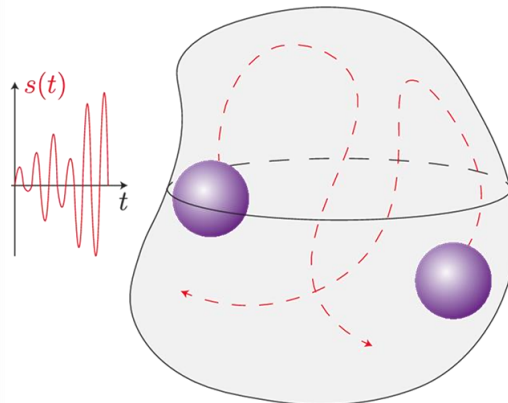


Figure 1 : Principe de la STPSS. Repris de [1].

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 τ . 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 pic de focalisation E_p de durée τ obtenu au temps t_p et le niveau moyen des lobes secondaires E_{noise} présents durant tout le processus, *i.e.* sur une durée τ_e .
- R_b le rapport entre les champs 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 τ et τ_e , respectivement. Plus la durée d'application du champ sera faible, plus le niveau du champ de claquage associé sera élevé.

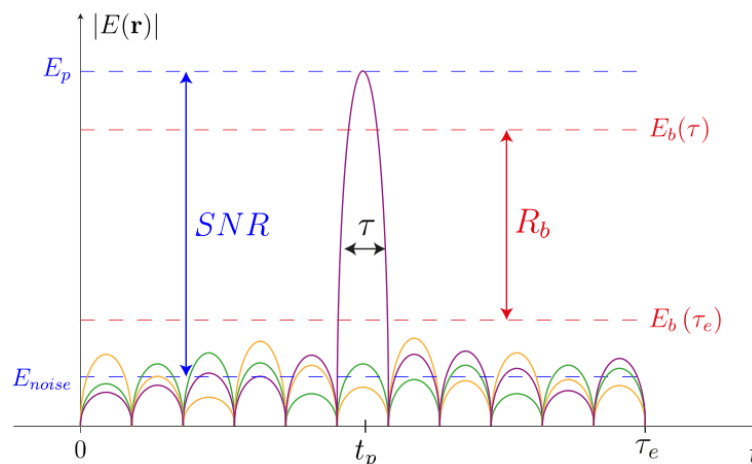


Figure 2 : Illustration du « plasma steering criterion ». La courbe violette représente l'évolution temporelle du champ électrique à l'endroit de la focalisation et les courbes vertes et jaunes représentent le champ électrique à deux autres endroits dans la cavité. Repris de [1].

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.

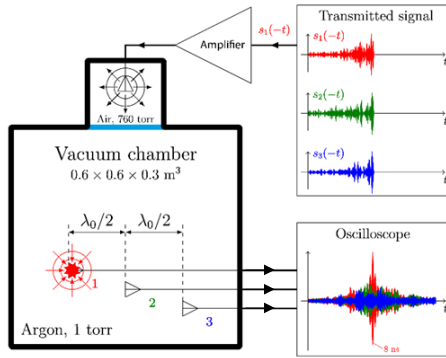


Figure 3 : Schéma du dispositif expérimental [3]

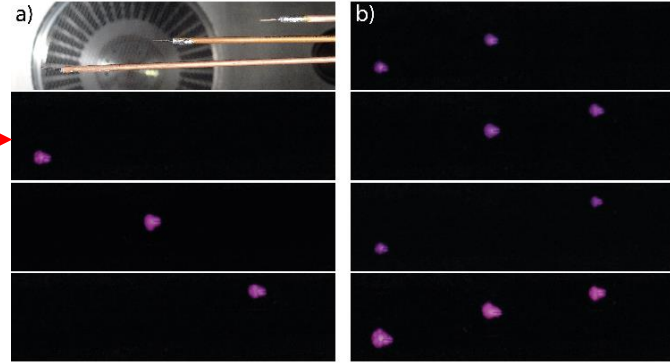


Figure 4 : a) Photos des trois initiateurs et des plasmas amorcés par RT [3]. b) Photos des plasmas à RT simultanés [5]

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.

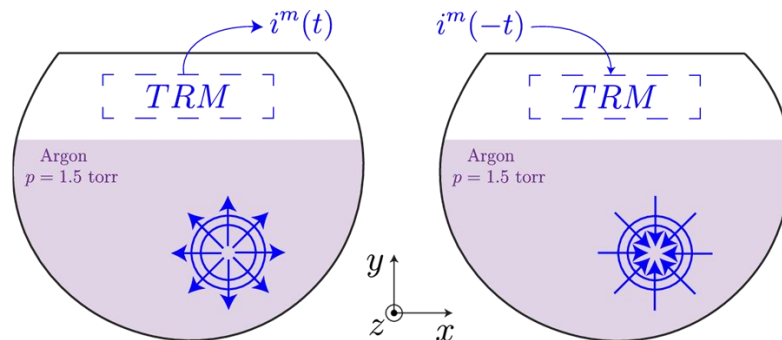


Figure 5 : Schéma des deux étapes du processus de RT. (Gauche) Mesure des réponses impulsionnelles $i^m(t)$ par un certain nombre de transducteurs dans le TRM, $m \in [0 : N_{ant}]$. (Droite) Emission des réponses impulsionnelles inversées dans le temps $i^m(-t)$ par le TRM. Repris de [1].

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.

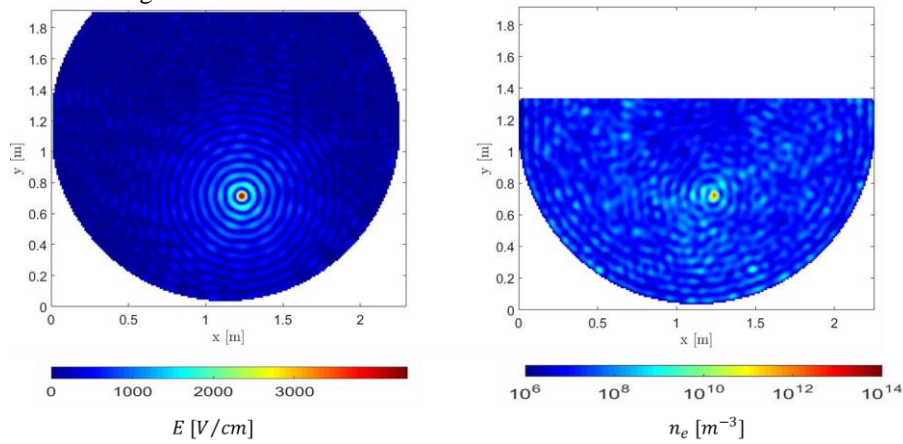


Figure 6 : Distribution du champ électrique et de la densité du plasma au moment de la focalisation (c’est-à-dire $t = 300$ ns pour le champ électrique et $t = 304$ ns pour la densité). Repris de [1].

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.

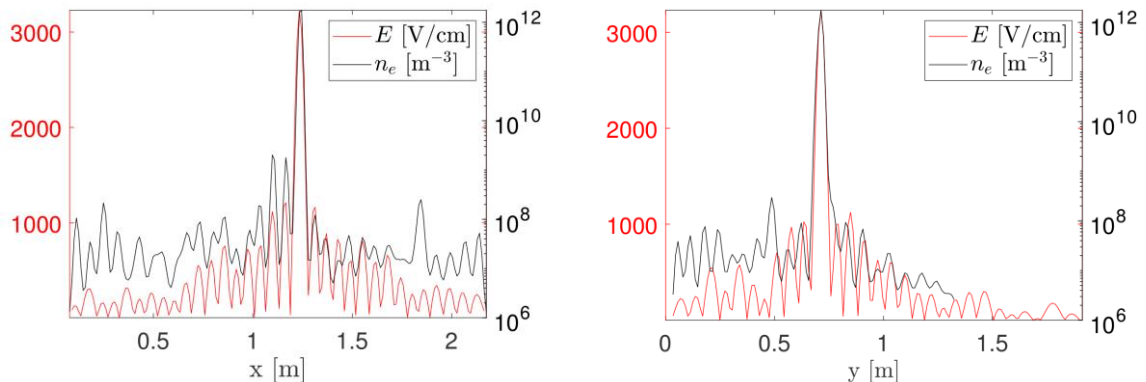


Figure 7 : Coupes horizontales et verticales à l’emplacement de la focalisation, c’est-à-dire le long de l’axe des x pour $y = 0.7$ m et le long de l’axe des y pour $x = 1.2$ m, respectivement. En rouge, le champ électrique à l’instant de focalisation $t = 300$ ns et en noir, la densité du plasma juste 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. Bœuf, "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)

Décharge à barrière diélectrique

Caractérisation spectroscopique de micro-décharge DBD en système microfluidique pour la synthèse chimique
Spectroscopic characterization of DBD micro-discharge in microfluidic system for chemical synthesis

Abderzak el-Farsy¹, Siméon Cavadias¹, Xavier Dutin², Gabriel Morand¹, Stéphanie Ognier¹, Michael Tatoulian¹

¹Institut de Recherche de Chimie Paris (IRCP), UMR 8247, 2PM group Chimie ParisTech-PSL, PSL Université Paris, CNRS, 11 rue Pierre et Marie Curie, 75005, Paris, France. abderzak.el-farsy@chimieparistech.psl.eu, michael.tatoulian@chimieparistech.psl.eu

²Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux, Institut Galilée, Université Paris 13, 99 avenue Jean-baptiste Clément, F-93430 Villetaneuse

Mots clés : Décharge à barrière diélectrique, microfluidique, caractérisation de plasma, spectroscopie d'émission optique.

Keywords: Dielectric barrier discharge, microfluidic, plasma characterization, optical emission spectroscopy

Abstract/Résumé

Ce travail présente la caractérisation spectroscopique d'une décharge DBD dans un système microfluidique en flux continu pour la chimie fine/pharmaceutique. Dans les procédés plasma en interaction avec liquide, la température de gaz influe la pression de la vapeur saturante des réactifs et joue un rôle protagoniste dans le rendement du procédé. Etant une technique non-destructive et adaptée à caractériser les microplasmas, la spectroscopie d'émission optique a été utilisée pour mesurer la température de gaz *via* la simulation de la bande rotationnel de N₂ (second positive system, (0,2) R branche). L'influence de différents paramètres comme puissance déposée et débit de gaz sur la température de gaz a été étudié.

This work presents a spectroscopic characterization of DBD discharge combined with a microfluidic system for chemical synthesis. In plasma processes interacting with liquid, the gas temperature influences the saturation pressure of the reactants and plays a key role in the yield of the process. Being a non-destructive technique and suitable for characterizing microplasmas, optical emission spectroscopy was used to measure the gas temperature *via* the simulation of the second positive band of N₂. The influence of different parameters such as deposited power and gas flow rate on the gas temperature was studied.

1 Introduction

In the current socio-economic and environmental context, the chemical industries are seeking to push their practices to make them more ecologically, and ethically efficient, less expensive and dangerous. Therefore, optimizing the manufacturing processes or developing new technologies compatible with green chemistry are of great interest. Combining non-equilibrium cold plasma at atmospheric pressure conditions with the microfluidic system responds to these needs.

Being composed of ions, radicals, and neutrals which are excited to different electronic, vibrational, and rotational states, cold plasma is a rich reactive state. This strong reactivity can be used in contact with a liquid to produce chemical reactions, such as functionalization, polymerization, coupling reactions, etc. Generated at atmospheric pressure using a dielectric barrier discharge (DBD) for a wide variety of gases, plasma could be a relevant activation energy source for chemical synthesis. DBD plasma allows for avoiding the transition to "arc" in which electrons and ions are in thermodynamic equilibrium. The ions remain generally cold and near neutral species temperature. Compared to low-pressure discharge where the plasma is almost diffuse, the discharge at atmospheric pressure tends to become inhomogeneous "filamentary mode" [1]. Its generation has several difficulties leading to the miniaturization of plasma in this context: the gap between the electrodes is the order of the millimeter.

For organic chemistry which involves the liquid phase, continuous-flow is particularly efficient when made at a small scale, i.e., so-called microfluidics. The latter ensures a maximized mass and heat transfer to obtain an improved and controlled liquid/gas thanks to a larger ratio between their surface and volume [2]. In addition,

many other advantages rise with continuous-flow such as high product quality, periodic flow and ability to safely handle toxic and explosive reactions. According to Paschen law, for plasmas created within submillimeter scales in at least one dimension the breakdown voltage is reduced because of the reduced distance between the electrodes. Compared to the overmillimeter scale, this can lead to an increase in the electron's temperature and a decrease in the gas temperature.

Due to the small size of microplasmas and discharges, electrical measurements using electrostatic probes are not suitable and can disturb the plasma and change its properties [3]. Therefore, active optical diagnostics which are based on the interaction of light with the species are needed in many cases to obtain direct measurements of species densities and temperatures. Optical emission spectroscopy (OES) is a common and nonintrusive plasma diagnostic technique. It is widely used for chemical analyses and quantification (e.g., the evaporation of compounds vs alloys)[4], to characterize plasmas and plume formation when a metal vapor expands under vacuum (e.g., ablation). OES measures the electron densities and temperatures using excited species (atoms and molecules, neutral or ionized) in a plasma based on their radiative emission lines [5,6]. When the plasma contains molecular gas, OES gives access to rotational and vibrational temperatures. In atmospheric pressure cold plasma, the rotational temperature of a diatomic molecule is assumed to be the translational temperature.

This work focuses on the study of DBD plasma in interaction with liquid generated in microfluidic chips. Using OES, the effect of gas flow rate, the applied voltage and its waveforms have been characterized. Furthermore, gas temperature has been measured and the chemical composition of the plasma in interaction with Ethyl acetate has been characterized.

2 Experimental setup

The microreactor used in this work consists of on a serpentine channel ($100\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$) as shown in Figure 1. The DBD cell comprises two rectangle plane-parallel of ITO (Indium tin oxide) electrodes deposited on the glass by magnetron sputtering, the distance between electrodes is $100\ \mu\text{m}$. The upper electrode is connected to the high voltage, whereas the lower electrode is grounded. The discharge is created by high voltage generator (made in-house) triggered by a low frequency signal generator, the frequency was fixed to 2 kHz with different waveforms (sine, square and triangle). The gas ($\text{Ar} + 1\%\text{N}_2$) and liquid (Ethyl acetate) flows were controlled with a flowmeter and syringe driver.

The chemical species present in the plasma were determined by OES measurement using an Acton Research Corporation SpectraPro-500i equipped with a PIMAX4[®] ICCD camera (Blue Intensified). The second positive system of N_2 [$\text{C}^3\Pi_u - \text{B}^3\Pi_g(0,2)$] was used to assess the rotational temperature by Specair Software.



Figure 1: picture of the microfluidic chip

3 Results

The emission spectrum obtained during a plasma of pure Ar at different voltages (peak to peak) is shown in Figure 2a. It reveals the presence of various Ar excited states, the deposited power and Ar I intensity at 696 nm increase with the applied voltage (Figure 2b).

Figure 3 shows the effect of the voltage waveform on the plasma glow. From those averaged measurements, the plasma created by the square wave is denser compared to the sine or triangle wave. The Ar intensity is an order of magnitude higher with a square wave. It seems that plasma density (electron density) is proportional to voltage variation. OES measurements herein are integrated over 10 milliseconds. The fast voltage variation induces high current and high deposited power. Time-resolved optical and electrical measurements are required to better understand this difference.

Figure 4a shows the effect of the gas flow rate on the plasma glow. The Ar intensity increases with the gas flow rate. Two regimes could be distinguished, a strong increase until 0.8 ml/min and a slow increase for higher gas flow rate (Figure 4b). This effect is surprising and requires rapid imaging to understand.

Figure 5 shows the gas temperature at the middle and the end of the channel. The measured temperature depends slightly on the applied voltage, on the position in the channel but also on the gas flow rate. The temperature in the canal is around 330 K.

The emission spectrum obtained during the Ar plasma in interaction with Ethyl acetate is shown in Figure 6a. It reveals the presence of various atomic and molecular excited species originated from the dissociation of Ethyl acetate molecules (Figure 6b). These include the presence of Ar emission lines, with a peak at 383 nm corresponding to the transition ($B^1\Sigma - A^1\Pi (0,1)$) of CO Angstrom system, and a peak at 518 nm corresponding to the transition ($A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$) of C_2 SWAN system.

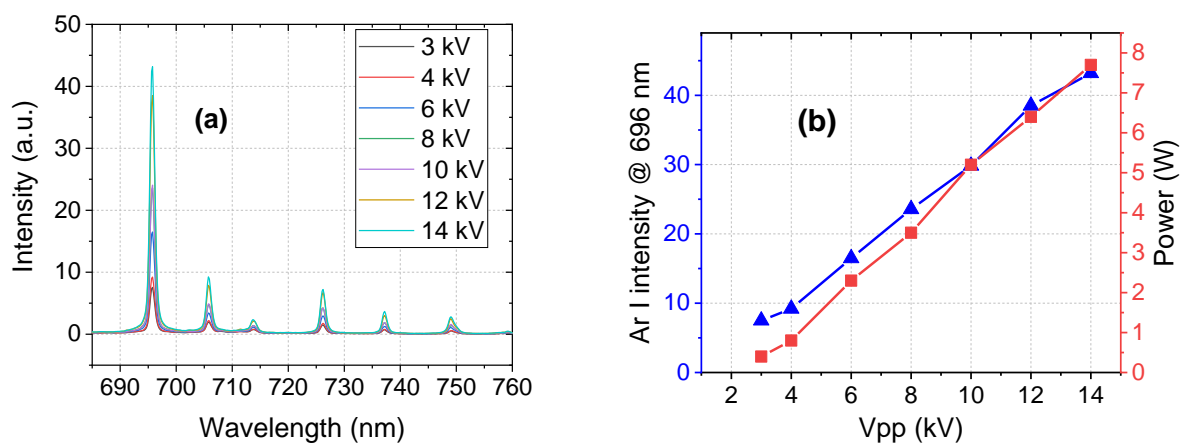


Figure 2: (a) OES spectrum of a microfluidic plasma in pure Ar for various V_{pp} , frequency of 2 kHz, sine waveform and Ar flow rate of 0.8 ml/min. (b) Intensity of Ar neutral excited state at 696 nm and deposited power as function of V_{pp} .

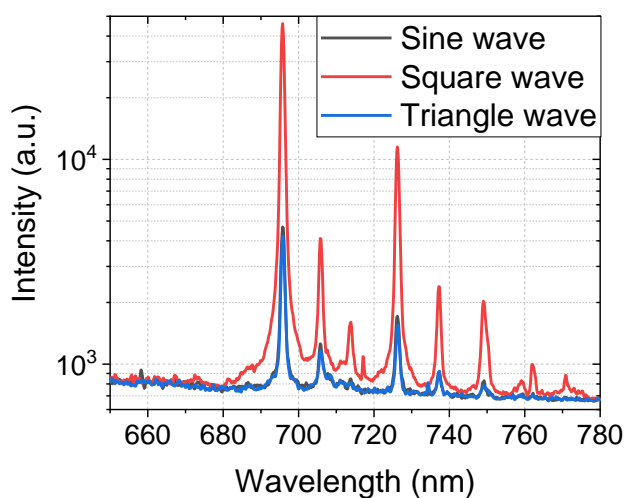


Figure 3: OES spectrum of a microfluidic plasma in pure Ar for sine, square and triangle wave. $V_{pp} = 6\text{kV}$ and Ar flow rate of 0.8 ml/min.

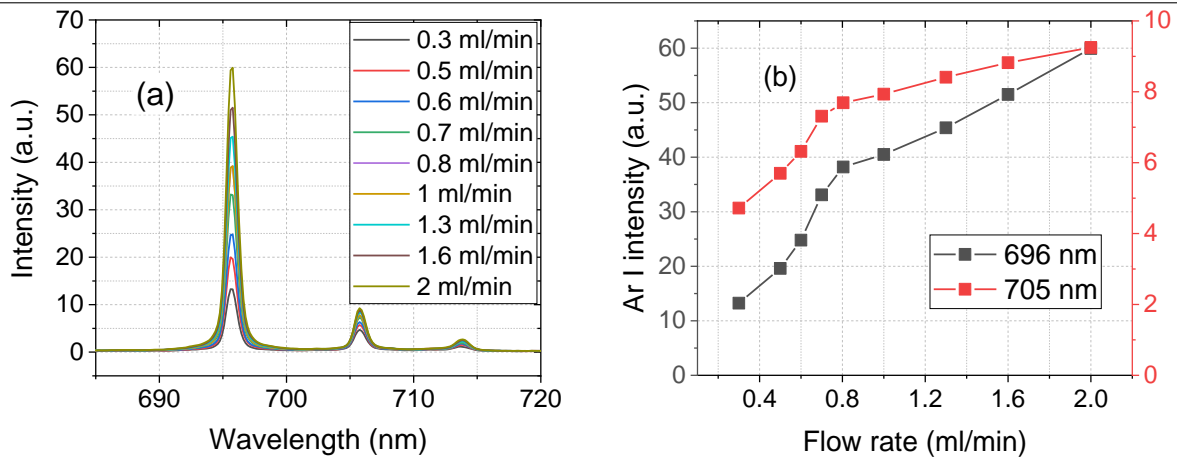


Figure 4:(a) OES spectrum of a microfluidic plasma in pure Ar for various gas flow rate. $V_{pp} = 6kV$ and deposited power of 6 W, the deposited power does not change with the flow rate. (b) Evolution of the Ar neutral excited state as function of the gas flow rate.

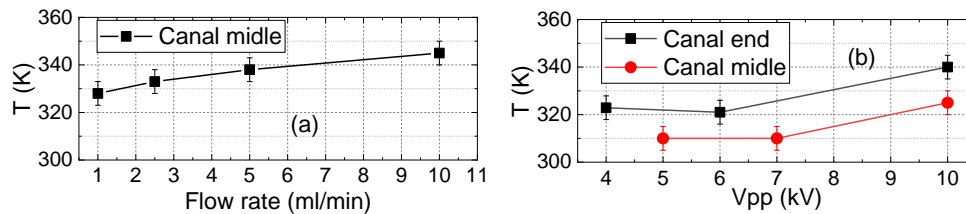


Figure 5: Gas temperature at the end and middle of the canal as function of flow rate (a) and the voltage (b).

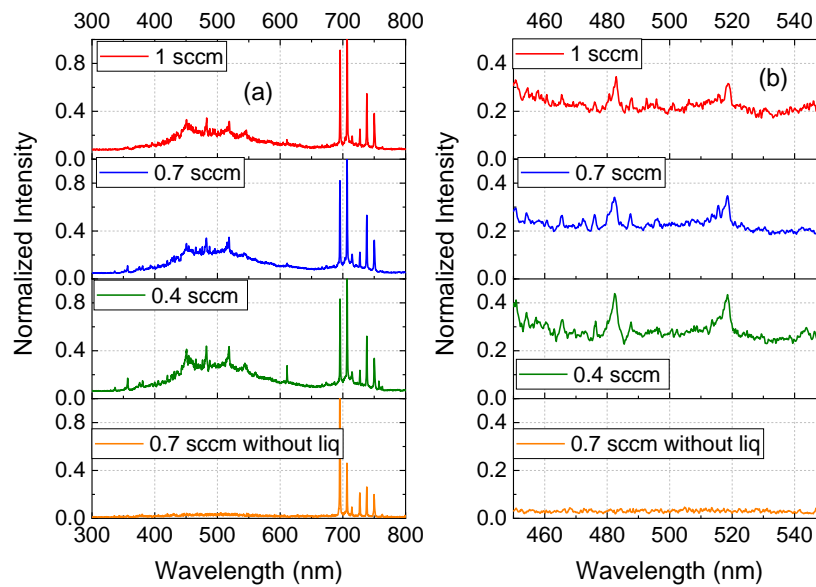


Figure 6 : (a) OES spectrum of a microfluidic plasma in pure Ar with liquid for various gas flow rate. The flow rate of liquid (Ethyl acetate) was kept 0.12 ml/min. The bottom panel is a pure Ar plasma. (b) OES spectrum for 450-550 nm

4 Conclusion

This study focuses on the microfluidic plasma using dielectric barrier discharge under an Ar gas and Ethyl acetate liquid. The effect of the applied voltage amplitude and waveform, gas flow rate was characterized. The chemical composition of the plasma in interaction with liquid confirm the creation of radical that can be used for molecules' functionalization.

References

- [1] Brandenburg R 2017 Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 053001
- [2] Dupont V, Ognier S, Morand G, Ollivier C, Fensterbank L and Tatoulian M 2023 Direct Amination of Benzene with Ammonia by Flow Plasma Chemistry *Chemistry A European J* **29** e202301666
- [3] Bruggeman P and Brandenburg R 2013 Atmospheric pressure discharge filaments and microplasmas: physics, chemistry and diagnostics *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 464001
- [4] Dilecce G, Martini L M, Ceppelli M, Scotoni M and Tosi P 2019 Progress on laser induced fluorescence in a collisional environment: the case of OH molecules in ns pulsed discharges *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 025012
- [5] Junjuri R, Rashkovskiy S A and Gundawar M K 2019 Dependence of radiation decay constant of laser produced copper plasma on focal position *Physics of Plasmas* **26** 122107
- [6] Lacroix D, Jeandel G and Boudot C 1997 Spectroscopic characterization of laser-induced plasma created during welding with a pulsed Nd:YAG laser *Journal of Applied Physics* **81** 6599–606

**Étude expérimentale et numérique de l'effet thermique d'une décharge à
barrière diélectrique**
*Numerical and experimental study of the thermal effect of a dielectric barrier
discharge*

G. Leclercq¹, F. Lusseyran², G. Dufour³, J.-M. Orlac'h¹

¹DAAA, ONERA, Institut Polytechnique de Paris, 92320, Châtillon, France

²LISN, Laboratoire Interdisciplinaire des Sciences du Numérique, Rue Raimond Castaing bâtiment 650, 91190 Gif-sur-Yvette

³DTIS, ONERA, Université de Toulouse, 31000, Toulouse, France

Corresponding author : jean-maxime.oralach@onera.fr

Mots clés : décharge à barrière diélectrique, thermique, contrôle d'écoulement

Keywords : dielectric barrier discharge, thermal effects, flow control

Résumé

Dans ce travail, nous présentons des résultats expérimentaux et numériques sur l'effet d'une décharge à barrière diélectrique sur un écoulement au repos. Les profils de température expérimental et numérique sont en bon accord qualitatif.

Abstract

In this work, we compare experimental measurements with numerical simulations of the effect of a dielectric barrier discharge over a quiescent flow. The experimental and numerical temperature profiles agree well qualitatively.

1 Motivation

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) ont été largement étudiées dans la littérature en vue de les appliquer au contrôle d'écoulement. Ces décharges sont généralement considérées comme des plasmas froids, ce qui conduit souvent à négliger l'aspect thermique de celles-ci. Un certain nombre de travaux existent cependant permettant de caractériser des décharges à barrière diélectrique à pression atmosphérique [1-4] Aucun d'entre eux n'a proposé de modélisation numérique rendant compte du chauffage induit par la DBD en sus du vent ionique.

Dans ce travail, nous proposons une modélisation simplifiée de l'effet thermique de la DBD, que nous intégrons à un modèle CFD tenant compte de la force de Coulomb à l'origine du vent ionique. Le chauffage de l'air est induit par l'effet Joule. Nous négligeons le chauffage du diélectrique, et cependant nous parvenons à un profil de température au voisinage du diélectrique très similaire au profil de température expérimental à la surface du diélectrique.

2 Modèle numérique

Le modèle numérique repose sur un couplage à sens unique (« one-way coupling ») entre le code COPAIER, solveur plasmas froids de l'ONERA, et le code elsA, solveur CFD. Le code COPAIER [5] résout les équations de transport des espèces chargées (ions, électrons) dans l'approximation de la diffusion-dérive, couplées à l'équation pour le potentiel électrostatique :

$$\partial_t n_k + \nabla_x \cdot (n_k \mathbf{v}_k) = S_k$$

$$\nabla_x \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = \sum_k n_k q_k$$

où $\mathbf{v}_k = \mathbf{u} + \mu_k \mathbf{E} - D_k \nabla_x \ln n_k$.

Le solveur elsA [6] est un solveur aérodynamique, principalement dédié à l'étude des écoulements internes aux turbomachines, mais aussi appliqué aux écoulements aéronautiques externes. Il résout les équations de Navier-Stokes-Fourier :

$$\begin{aligned}\partial_t \rho + \nabla_x \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\ \partial_t (\rho \mathbf{u}) + \nabla_x \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + \nabla_x p - \nabla_x \cdot \boldsymbol{\tau} &= \mathbf{F}_c \\ \partial_t (\rho E) + \nabla_x \cdot (\rho H \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u} + \mathbf{q}) &= \mathbf{F}_c \cdot \mathbf{u} + \dot{Q}_J\end{aligned}$$

où $\mathbf{F}_c = \sum_k n_k q_k \mathbf{E}$ est la force de Coulomb et $\dot{Q}_J = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \sum_k n_k q_k \mathbf{v}_k \cdot \mathbf{E}$ est l'effet Joule.

3 Protocole expérimental

Les expériences ont été effectuées au laboratoire LISN. On peut voir sur la figure 1 le schéma de la décharge à barrière diélectrique (DBD) [7]. Deux électrodes de cuivre de 13 mm de large et de 200 μm d'épaisseur sont collées de part et d'autre d'une plaque de PMMA de 2 mm d'épaisseur.

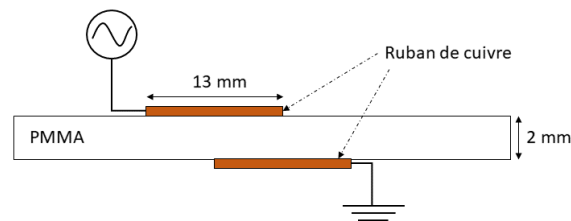


Figure 1 : Schéma de la décharge à barrière diélectrique

Le générateur électrique fournit un signal à la fréquence de 3.14kHz à l'électrode alimentée. L'amplitude du signal varie de 10 kV à 19 kV pic-à-pic. L'intensité du courant à travers la décharge est mesurée à l'aide d'une sonde à effet Hall. La tension appliquée et le courant de décharge sont visualisés au moyen d'un oscilloscope (figure (1b)).

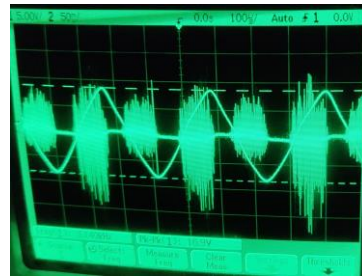


Figure 2 : (1a) Photo du montage expérimental, vue du dessus. (1b): Tension appliquée (trait continu) et courant de décharge (trait discontinu) pour une amplitude de 17 kV_{pp}

La température est mesurée à l'aide d'une caméra infrarouge FLIR avec une fréquence d'échantillonnage de 7 image par seconde. L'émissivité relative du PMMA a été fixée à $\epsilon_r = 0,95$.

4 Résultats et discussion

Les profils de vitesse sont présentés sur la figure 3. On retrouve bien des résultats conformes aux précédentes études CFD, et en bon accord avec les mesures expérimentales disponibles (figure (2c)).

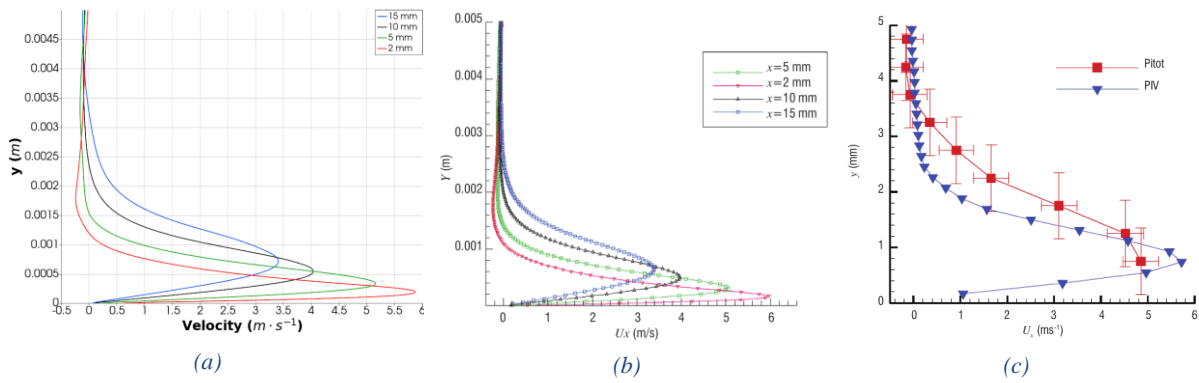


Figure 3 : comparaison du profil de vitesse obtenu avec nos simulations (a) et les calculs de la référence [5] (b) à quatre positions sur l'axe des x. Les résultats expérimentaux de S. Roy et al. sont reproduits en (c).

La figure 4 montre l'évolution temporelle de l'élévation de température mesurée à l'extrémité de l'électrode exposée, pour différentes valeurs de tension appliquées. On peut voir que la température atteint un état quasi-stationnaire au bout de quelques minutes.

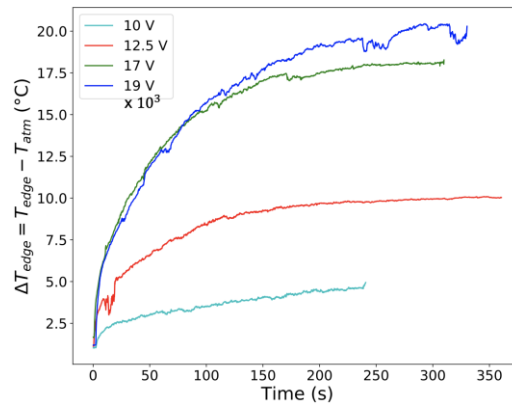


Figure 4 : Evolution temporelle de l'augmentation de température induite par la décharge à l'extrémité de l'électrode découverte.

Le profil numérique de température est comparé avec le profil expérimental à la figure 5. On voit que le profil au voisinage du diélectrique est qualitativement similaire au profil de température de surface obtenu expérimentalement. L'ordre de grandeur de delta de température est également le même. Cela est remarquable, étant donné que seul l'effet Joule dans le gaz a été pris en compte, et aucun phénomène thermique à l'intérieur du matériau n'a été modélisé. Ainsi, dans ces conditions expérimentales, l'effet Joule est responsable au moins pour une part non négligeable de l'élévation de température induite par la DBD. La comparaison ne peut être que qualitative cependant : en effet, la fréquence du générateur utilisé est limitée à quelques kHz tandis que numériquement il aurait été trop long d'effectuer des simulations à basses fréquences (<10 kHz) dans le cadre de ce travail. Les conditions expérimentales et numériques ne sont donc pas exactement comparables.

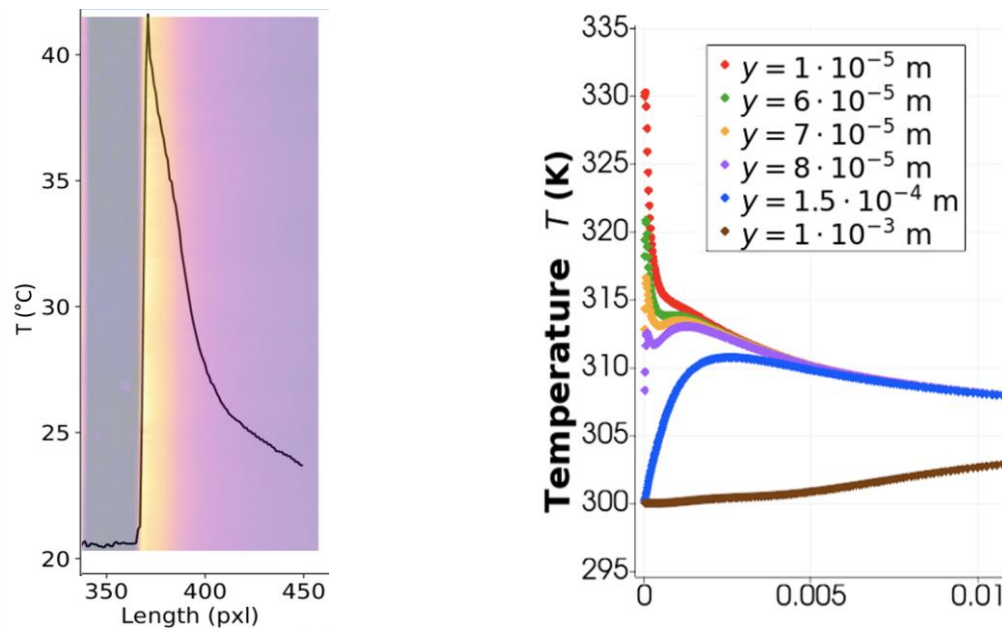


Figure 5 : (3a) Profil expérimental de température à la surface du diélectrique ($y=0$) (3b) Profil de température au voisinage du diélectrique obtenu par la simulation numérique.

5 Conclusion

La présente étude montre que l'effet Joule est responsable d'une part non négligeable des effets thermiques induits par une décharge à barrière diélectrique à pression atmosphérique. D'autres études plus quantitatives sont envisagées à l'avenir, mais les profils et les ordres de grandeur de delta de température sont d'ores-et-déjà en très bon accord entre les mesures expérimentale et numérique. Cette étude devrait également être complétée par une modélisation plus fine des processus thermiques à l'intérieur ou à la surface du diélectrique, ainsi que la prise en compte du rayonnement, afin d'affiner la compréhension des processus thermiques induits par une DBD.

Références bibliographiques

- [1] R. Jousot, D. Hong, H. Rabat, V. Boucinha, R. Weber-Rozenbaum, A. Leroy-Chesneau, "Thermal Characterization of a DBD Plasma Actuator: Dielectric Temperature Measurements using Infrared Thermography", 40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, AIAA 2010-5102 (2010).
- [2] F. Rodrigues, J. Pascoa, M. Trancossi, "Heat generation mechanisms of DBD plasma actuators", Experimental Thermal and Fluid Science, 90 55–65 (2018).
- [3] A. A. Abbasi, H. Li, X Meng, "Coupled Aerodynamic and Thermal Effects for Steady and Unsteady Plasma Actuation", AIAA JOURNAL, 58, 1, 488–495 (2020).
- [4] X Zhang, Y. Zhao, C. Yang, "Recent developments in thermal characteristics of surface dielectric barrier discharge plasma actuators driven by sinusoidal high-voltage power", Chinese Journal of Aeronautics, 36, 1, 1–21 (2023).
- [5] K. Kourtzanidis, G. Dufour, F. Rogier, "Self-consistent modeling of a surface AC dielectric barrier discharge actuator: In-depth analysis of positive and negative phases", J. Phys. D: Appl. Phys., 54, 045203 (2021).
- [6] L. Cambier, S. Heib, S. Plot, "The Onera elsA CFD software: input from research and feedback from industry", Mechanics & Industry, 14, 3, 159–174 (2013).
- [7] G. Y. Cornejo Maceda, E. Varon, F. Lusseyran, B. R. Noack. "Stabilization of a multi-frequency open cavity flow with gradient-enriched machine learning control", J. Fluid Mech., 955, A20 (2023).

Posters

**Amplification des phénomènes d’entraînement de la lumière
par les forces inertielles dans un plasma en rotation***Amplification of light dragging effects by inertia in a rotating plasma*

J. Langlois, R. Gueroult

LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, 31062 Toulouse, France, {nom}@laplace.univ-tlse.fr

Mots-clés : Entraînement lumineux, plasmas en rotation, forces inertielles

Keywords : Light drag, rotating plasmas, inertial forces

Résumé/Abstract

L’objet du travail présenté ici est de mettre en avant la signature des effets inertiels sur les phénomènes d’entraînement de la lumière dans un plasma en rotation. Contrairement aux travaux précédents qui ont considéré uniquement les effets induits par une rotation du milieu de type de corps rigide, nous nous intéressons ici à l’effet de la contribution des forces fictives dans la réponse diélectrique d’un milieu en rotation. Nous montrons que ces forces jouent un rôle prédominant dans les plasmas non-magnétisés, donnant lieu à des effets d’entraînement finis là où les prédictions corps rigide prédisent un entraînement nul. Ces résultats pointent vers des différences fondamentales entre le couplage des moments linéaire et angulaire des ondes avec le milieu de propagation. Cette physique pourrait possiblement être étudiée grâce aux développements récents de nouvelles plateformes de plasmas à haute densité d’énergie en rotation.

The aim of the work presented here is to highlight the inertial signature of light drag effects in rotating plasmas. In contrast to previous work considering only the effects induced by rigid-body rotation, we examine the contribution of fictitious forces (i. e. inertia) to the dielectric response of a rotating medium. We show that these forces play a dominant role in nonmagnetized plasmas, leading to non-zero light drag where rigid-body rotation would predict no effect. These results highlight fundamental differences between the coupling of linear and angular wave momentum to a moving medium supporting wave propagation. We note that these amplified effects could possibly be observed on recently proposed high-energy density plasma experimental platforms, paving the way for the experimental study of waves in rotating plasmas.

1 Introduction

Les ondes sont utilisées de manière routinière dans les plasmas, que ce soit pour le contrôle comme par exemple le chauffage des plasmas de fusion, ou pour les diagnostics comme l’estimation de paramètres astrophysiques tel que le champ magnétique interstellaire via la rotation Faraday. Le design de ces moyens de contrôle et l’interprétation de ces diagnostics s’appuient sur la théorie des ondes dans les plasmas afin de modéliser la propagation dans ces milieux dispersifs anisotropes, en présence d’éventuelles non-uniformités du plasma (densité, champ magnétique, etc.). Ces modèles et la théorie des ondes dans les plasmas négligent en revanche sauf rares exceptions l’effet d’un champ de vitesse, et ce alors qu’il est établi de longue date que ce mouvement peut avoir un effet sur la propagation, et que des phénomènes de rotation sont rencontrés au travers d’un grand nombre d’environnements allant des plasmas de laboratoire à l’astrophysique en passant par la fusion par confinement magnétique. L’objet du travail présenté ici est d’apporter des éléments de réponse à ce problème en étudiant les conséquences d’un effet intrinsèque de la rotation sur dans un plasma, à savoir comment la modification des propriétés diélectriques due aux forces inertielles conduit à une modification des effets d’entraînement des ondes par le milieu.

2 Effets d’entraînement de la lumière**2.1 Modèles classiques**

Comme postulé par Fresnel [1] et démontré expérimentalement par Fizeau [2], un faisceau lumineux se propageant le long d’un milieu en translation rectiligne uniforme apparaît comme ayant une vitesse de phase accélérée ou ralentie selon si l’onde et le milieu ont des directions identiques ou opposées. Lorsque le faisceau possède une composante de vitesse perpendiculaire au mouvement, l’entraînement de la lumière se traduit par ailleurs par une déviation du faisceau, ou drag, dans cette direction [3]. Cette déviation peut être interprétée depuis le référentiel en mouvement avec le milieu—également appelé référentiel de repos—comme une réfraction du faisceau incident, permettant alors d’identifier le célèbre coefficient

d'entraînement de la lumière de Fresnel ($\bar{n}_g - 1/\bar{n}$) avec \bar{n} et \bar{n}_g les indices de phase et de groupe du milieu au repos.

Dans le cas d'une rotation du milieu, Thomson [4] puis Fermi [5] postulèrent qu'une onde de polarisation rectiligne se propageant parallèlement à l'axe de rotation d'un diélectrique isotrope en rotation devrait voir sa polarisation tourner. Poussée par les travaux expérimentaux de Jones [6–8], la théorie des effets d'entraînement dans un diélectrique isotrope en rotation fut établie dans la seconde moitié du XX^{ième} siècle : un faisceau se propageant parallèlement à l'axe de rotation ($\mathbf{k} \parallel \boldsymbol{\Omega}$) donne lieu à la fois à une déviation azimutale du faisceau et à une rotation de la polarisation par le même angle

$$\Phi_{\text{rig}} = \theta_{\text{rig}} = \frac{\Omega L}{c} \left[\bar{n}_g - \frac{1}{\bar{n}} \right]. \quad (1)$$

par unité de longueur suivant \mathbf{k} , comme illustré figure 1. Ici Ω est la fréquence angulaire de rotation du diélectrique, et l'on reconnaît une fois encore le coefficient d'entraînement de Fresnel ($\bar{n}_g - 1/\bar{n}$).

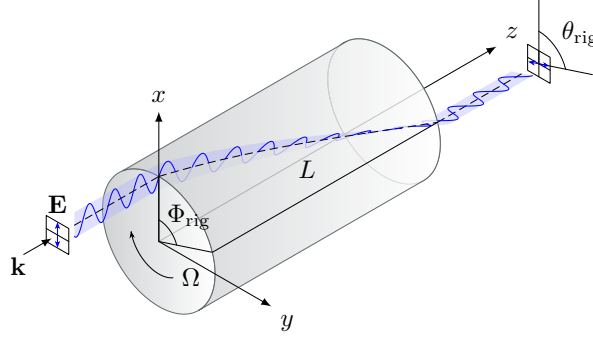


Figure 1 : Effets combinés de l'entraînement azimutal (Φ) et de la rotation de polarisation (θ) sur une onde se propageant le long de l'axe de rotation dans un diélectrique en rotation de corps rigide.

2.2 Mouvement accéléré

Un examen plus détaillé de la théorie des effets d'entraînement dans le cas de la rotation pose néanmoins la question de la validité de ces conclusions dans le cas d'un milieu en rotation, ou plus généralement dans le cas d'un mouvement accéléré du milieu [9]. En effet, les modifications induites par le mouvement sur les ondes sont généralement examinées en considérant une transformation de Lorentz entre le référentiel du laboratoire \mathcal{R} et le référentiel de repos instantané \mathcal{R}' [9–11], ce qui nécessite de connaître les relations constitutives des champs dans \mathcal{R}' . Contrairement à un mouvement uniforme, ces relations ne peuvent en toute généralité plus être considérées comme inchangées pour un mouvement accéléré, nécessitant de déterminer les permittivités électriques et magnétiques modifiées par l'inertie. Ces possibles corrections sont négligées dans l'Eq. (1), ces effets correspondant alors à une rotation rigide du milieu. Cette simplification est typiquement justifiée par le fait que les corrections inertielles des propriétés diélectriques ont été prédites comme étant faibles dans les milieux diélectriques pour des fréquences éloignées des résonances [12–14], et notamment pour les diélectriques solides à forte cohésion utilisés lors des expériences historiques de Jones [6–8]. Le fait que cela ne soit qu'une approximation a néanmoins été pointé par Baranova & Zel'dovich au travers d'une analogie entre les forces de Lorentz et de Coriolis [15], et analysé séparément par Nienhuis [14].

2.3 Plasmas

Un cas particulièrement intéressant dans ce contexte est celui d'un plasma froid non-magnétisé. En effet dans ce cas

$$\bar{n} = \sqrt{1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2}} \quad (2)$$

avec $\omega_{ps} = [ne^2/(m_s \epsilon_0)]^{1/2}$ la fréquence plasma de l'espèce s , de sorte que

$$\bar{n}_g = \bar{n} + \omega \frac{d\bar{n}}{d\omega} = \frac{1}{\bar{n}} \quad (3)$$

et finalement $\bar{n}_g \bar{n} = 1$. Le coefficient de Fresnel du plasma froid non-magnétisé est donc nul, et l'Eq. (1) prédit alors des effets d'entraînement nuls dans un plasma en rotation, comme cela avait été noté à la traversée d'un plasma en mouvement rectiligne uniforme [16]. Une correction inertielle des propriétés diélectriques devrait alors dans ce cas donner lieu à des modifications des effets d'entraînement de premier ordre, par opposition à des modifications de second ordre dans les cas plus classique où $\bar{n}_g \bar{n} \neq 1$ [15].

3 Corrections inertielles des propriétés diélectriques d'un plasma

Un premier élément pour rendre compte de l'effet de ces corrections est donc de déterminer les propriétés diélectriques d'un plasma non-magnétisé en rotation. Ce travail a été récemment réalisé par Langlois & Gueroult [17]. Dans la continuité des travaux de Shiozawa [12, 13], ce travail s'appuie sur des modèles microscopiques phénoménologiques caractérisant la réponse d'une particule chargée en rotation à une perturbation électromagnétique.

En notant

$$\underline{\bar{\chi}}(\omega') = \bar{\chi}_{\parallel}(\omega')\mathbf{I} \quad \text{avec} \quad \bar{\chi}_{\parallel}(\omega') = - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega'^2} \quad (4)$$

le tenseur diélectrique isotrope du plasma non-magnétisé dans son référentiel au repos \mathcal{R}' et Ω la vitesse angulaire du milieu, il a ainsi été établi que

$$\underline{\chi}' = \begin{pmatrix} \chi'_{\perp} & -i\chi'_{\times} & 0 \\ i\chi'_{\times} & \chi'_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \chi'_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (5a)$$

où

$$\chi'_{\parallel}(\omega') = - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega'^2}, \quad \chi'_{\perp}(\omega') = \frac{1 + (\Omega/\omega')^2}{[1 - (\Omega/\omega')^2]^2} \chi'_{\parallel}(\omega'), \quad \chi'_{\times}(\omega') = \frac{-2\Omega/\omega'}{[1 - (\Omega/\omega')^2]^2} \chi'_{\parallel}(\omega'). \quad (5b)$$

Les notations prime et bar réfèrent ici aux variables exprimées respectivement dans \mathcal{R}' et pour un milieu au repos. On vérifie alors bien que, contrairement à l'hypothèse rotation rigide $\chi'(\omega') = \bar{\chi}(\omega')$, le tenseur de susceptibilité dans le référentiel au repos $\underline{\chi}'$ est différent du tenseur diélectrique pour un plasma au repos dans un référentiel inertiel $\bar{\chi}$. L'accélération de Coriolis conduit notamment à une gyrotropie du plasma, comme déjà identifié par Shiozawa [12, 13].

4 Manifestations des effets inertiels sur les effets d'entraînement

Les corrections inertielles des propriétés diélectriques d'un plasma étant connues, nous pouvons maintenant voir qu'elles en sont les conséquences sur les effets d'entraînement, notamment la déviation azimutale du faisceau et l'entraînement de polarisation. Ces résultats sont présentés plus en détails dans la Réf. [18].

4.1 Déviation azimutale

L'Eq. (5) montre que le milieu est anisotrope dans le référentiel \mathcal{R}' . En suivant l'interprétation de l'entraînement transverse de Fresnel comme une réfraction du faisceau incident vue de \mathcal{R}' , on note alors une première différence de taille : le passage au travers d'un milieu accéléré conduit généralement à une division du faisceau incident en deux faisceaux réfractés distincts. Le mouvement de rotation est donc source de biréfringence, contrairement à un mouvement linéaire uniforme pour lequel la relativité restreinte garantit l'absence de birefringence. Les propriétés de ces deux faisceaux s'obtiennent en résolvant une équation de type Appleton-Hartree pour le tenseur Eq. (5), puis en utilisant une transformée de Lorentz inverse pour établir la déviation dans \mathcal{R} . On peut notamment montrer que chacun de ces rayons, associés à des modes (+) et (-), est soumis à une déviation transverse distincte, qui dans la limite $\omega > \omega_{pe} \gg \Omega$ s'écrit

$$\Phi = \underbrace{\pm \frac{L\Omega}{c} \left\{ \frac{\Omega}{\omega} \left[\bar{n} - \frac{1}{\bar{n}} \right] + O\left(\left[\frac{\Omega}{\omega} \right]^3 \right) \right\}}_{\Phi_{\text{iner}}} + \underbrace{\frac{L\Omega}{c} \left[\bar{n}_g - \frac{1}{\bar{n}} \right]}_{\Phi_{\text{rig}=0}} \quad (6)$$

ou encore à l'ordre le plus bas en Ω

$$\Phi \sim \pm \frac{L\Omega^2 \omega_{pe}^2}{c\omega^3} \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right]^{-1/2}. \quad (7)$$

On voit ainsi que contrairement aux prédictions des modèles rotation rigide la déviation azimutale du faisceau n'est pas nulle une fois que les effets inertiels sont pris en compte. On remarque également comme illustré Fig. 2 que les deux faisceaux sont entraînés dans des sens opposés, le mode (-) subissant un drag anormal [19].

Quantitativement, l'entraînement est d'ordre deux en Ω/c , suggérant des effets faibles pour des fréquences d'onde grandes par rapport à la fréquence plasma ω_{pe} . Les rayons présentent cependant une forte séparation azimutale juste au-dessus de la coupure. On note enfin que le modèle théorique assure que cette symétrie d'entraînement des modes (+) et (-) disparaît lorsque le ratio Ω/ω augmente, suggérant un transfert de moment angulaire entre le plasma et l'onde, de manière similaire à ce qui est réalisé par un champ magnétique [20].

4.2 Entraînement de polarisation

Le cas de l'effet des corrections inertielles sur l'entraînement de polarisation peut être traité de manière directe en s'appuyant sur les développements théoriques pour les milieux anisotropes en rotation menés pour étudier les plasmas

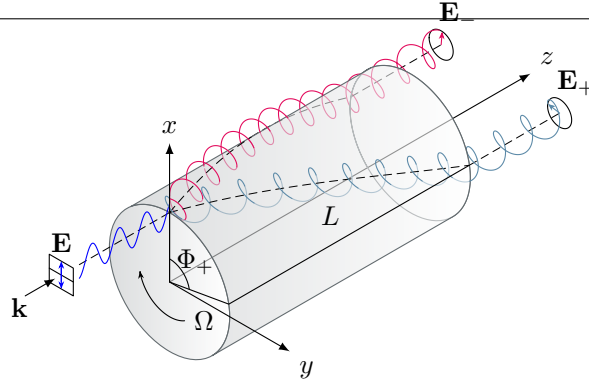


Figure 2 : Effets combinés de traînée azimutale et de la rotation de polarisation dans un plasma non-magnétisé en rotation. Contrairement au diélectrique en rotation de corps rigide, les polarisations circulaires ne sont ici pas localisées sur le même rayon optique.

magnétisés en rotation [11]. Généralisant les travaux de Player à un milieu gyrotrope dans le référentiel \mathcal{R}' , c'est à dire milieu possédant un tenseur diélectrique de la forme Eq. (5a) dans \mathcal{R}' , il a été montré que les modes propres dans \mathcal{R} pour une propagation le long de z sont polarisés circulairement avec un indice

$$n_{R/L}^2 = 1 + \chi'_{\perp}(\omega') \pm \chi'_{\times}(\omega') - \frac{\Omega}{\omega} \left[\chi'_{\times}(\omega') \pm \chi'_{\perp}(\omega') \pm \chi'_{\parallel}(\omega') \right]. \quad (8)$$

L'Eq. (8) peut ainsi être directement utilisée pour le tenseur gyrotrope associé aux corrections inertielles Eq. (5b).

L'utilisation de ce résultat, combiné à l'expression générale de la rotation de polarisation

$$\theta = \frac{\omega L}{2c} [n_L - n_R], \quad (9)$$

conduit alors à

$$\theta = \underbrace{\frac{L\Omega}{c} \left[\bar{n} - \frac{1}{\bar{n}} \right]}_{\theta_{\text{iner}}} + \underbrace{\left\{ \frac{L\Omega}{c} \left[\bar{n}_g - \frac{1}{\bar{n}} \right] + O \left(\left[\frac{\Omega}{\omega} \right]^3 \right) \right\}}_{\theta_{\text{rig}}=0+O([\Omega/\omega]^3)}. \quad (10)$$

On vérifie ici comme attendu que la contribution rotation rigide est nulle au premier ordre en $\Omega/\omega \ll 1$ (et même au second ordre), mais qu'il existe une contribution au premier ordre en Ω/ω associée aux corrections inertielles. Les corrections inertielles des propriétés diélectriques ont donc un effet de premier ordre sur l'entraînement de polarisation dans un plasma non-magnétisé en rotation.

Quantitativement, il vient pour $\omega \gg \omega_{pe}$

$$\theta \sim -\frac{L\Omega}{c} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad (11)$$

et proche de la coupure

$$\theta(\omega_{pe}) \sim -\frac{L\Omega}{c} \sqrt{\frac{\omega_{pe}}{\Omega}}. \quad (12)$$

Ces effets seront ainsi d'autant plus importants et donc facilement observables que la rotation est rapide (Ω/c grand), que la colonne plasma est longue (L grand), et que le plasma est dense (ω_{pe}/Ω grand). De telles conditions pourraient être trouvées dans les expériences de plasmas à haute densité d'énergie en rotation où la mise en rotation est obtenue en faisant converger des jets plasmas créés par ablation laser [21], comme récemment démontré sur le laser Omega de l'Université de Rochester aux États-Unis [22, 23].

5 Conclusion

En faisant le constat qu'un diélectrique isotrope au repos présente des propriétés gyotropes lorsqu'il est mis en rotation, nous avons vu que la rotation est à l'origine d'une modification des phénomènes d'entraînement de la lumière. Ces modifications prennent en particulier la forme d'une modification de l'effet d'entraînement azimutal d'un faisceau, et notamment d'une biréfringence induite par le mouvement, et d'une modification de l'entraînement de polarisation. Parce que le coefficient d'entraînement de Fresnel, et donc les effets d'entraînement sans corrections inertielles, sont nuls dans un plasma non-magnétisé, il est attendu que ces modifications soient particulièrement significatives dans le cas d'un plasma non-magnétisé en rotation. L'étude de ce type de configuration singulière pourrait alors permettre de mieux comprendre le possible effet des corrections inertielles pour d'autres mouvements accélérés, et/ou d'autres milieux. Une piste pour ces

travaux est celle des plasma à haute densité d'énergie en rotation. L'étude de ces effets revêt également un intérêt applicatif important du fait que les ondes sont utilisées pour de nombreuses applications plasmas, très souvent en présence d'un plasma en mouvement.

6 Remerciements

Ce travail est soutenu par le biais du projet ANR WaRP, financement ANR-21-CE30-0002, de l'Agence Nationale de la Recherche. JL et RG remercie Aymeric Braud pour sa participation aux réflexions et échanges autour de ces questions. JL remercie l'ENS Paris-Saclay pour son financement doctoral CDSN.

Références bibliographiques

- [1] A. FRESNEL, *Ann. Chim. Phys.* **9**, 57 (1818).
- [2] M. FIZEAU, *C. R. Acad. Sci. Paris* **33**, 349 (1851).
- [3] M. PLAYER, *Proc. R. Soc. A* **345**, 343 (1975).
- [4] J. J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **5**, 250 (1885).
- [5] E. FERMI, *Rend. Mat. Acc. Lincei* **32**, 115 (1923).
- [6] R. V. JONES, *Proc. R. Soc. A* **328**, 337 (1972).
- [7] R. V. JONES, *Proc. R. Soc. A* **345**, 351 (1975).
- [8] R. V. JONES, *Proc. R. Soc. A* **349**, 423 (1976).
- [9] J. L. ANDERSON and J. W. RYON, *Phys. Rev.* **181**, 1765 (1969).
- [10] M. A. PLAYER, *Proc. R. Soc. A* **349**, 441 (1976).
- [11] R. GUEROULT, Y. SHI, J.-M. RAX, and N. J. FISCH, *Nature Comm.* **10**, 1 (2019).
- [12] T. SHIOZAWA, *Proc. IEEE* **61**, 1694 (1973).
- [13] T. SHIOZAWA, *Proc. IEEE* **62**, 1283 (1974).
- [14] G. NIENHUIS, J. WOERDMAN, and I. KUŠČER, *Phys. Rev. A* **46**, 7079 (1992).
- [15] N. BARANOVA and Y. B. ZELDOVICH, *Proc. R. Soc. A* **368**, 591 (1979).
- [16] H. KO and C. CHUANG, *Ap. J.* **222**, 1012 (1978).
- [17] J. LANGLOIS and R. GUEROULT, *Phys. Rev. E* **108**, 045201 (2023).
- [18] J. LANGLOIS and R. GUEROULT, *arXiv 2402.12050* (2024).
- [19] C. BANERJEE, Y. SOLOMONS, A. N. BLACK, G. MARCUCCI, D. EGER, N. DAVIDSON, O. FIRSTENBERG, and R. W. BOYD, *Phys. Rev. Res.* **4**, 033124 (2022).
- [20] J.-M. RAX, R. GUEROULT, and N. J. FISCH, *J. Plasma. Phys.* **89**, 905890408 (2023).
- [21] D. RYUTOV, *Astrophys. Space Sci.* **336**, 21 (2011).
- [22] F. SUZUKI-VIDAL, G. SWADLING, C. WALSH, M. BAILLY-GRANDVAUX, and V. VALENZUELA-VILLASECA, A laser-driven experimental platform to study angular momentum transport in disk-jet transitions, in *APS Division of Plasma Physics Meeting Abstracts*, volume 2021, pp. NP11–162, 2021.
- [23] F. SUZUKI-VIDAL, G. SWADLING, M. BAILLY-GRANDVAUX, V. VALENZUELA-VILLASECA, and C. A. WALSH, A laser-driven platform to study angular momentum transport in disk-jet transitions, in *Proceedings of the 13th International Conference on High Energy Density Laboratory Astrophysics*, 2022.

Atténuation des blackouts RF à l'aide d'un champ magnétique statique *Blackout mitigation using static magnetic field*

A. Luc^{1,2}, R. Pascaud¹, V. Mazières¹, T. Callegari², A. Simon³, V. Laquerbe⁴, D. Monchaux⁵, P. Pouliguen⁶

¹ISAE-SUPAERO, 10 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, Alycia.LUC2@isae-supero.fr

²Laboratoire LAPLACE, 8 Rte de Narbonne, 31077 Toulouse

³ANYWAVES, 2 Esp. Compans Caffarelli, 31000 Toulouse

⁴CNES, 18 Av. Edouard Belin, 31400 Toulouse

⁵CNES, 52 Rue Jacques Hillairet, 75612 Paris

⁶DGA-AID, 60 boulevard Général-Martial-Valin, 75015 Paris

Plasma magnétisé, anisotropie
Magnetized plasma, anisotropy

Résumé/Abstract

Le blackout RF est une interruption des communications lors de la réentrée atmosphérique due à la présence d'un plasma autour de l'appareil. Une des solutions proposées dans la littérature pour résoudre ce problème est l'application d'un champ magnétique statique dans le plasma. On étudie ici la transmission des deux modes de propagation du plasma magnétisé en incidence normale dans une couche de plasma inhomogène avec un champ magnétique non uniforme afin d'évaluer l'intérêt de cette solution.

RF communication blackout appears during atmospheric reentry due to the plasma creation around the vehicle. A solution mentioned in the literature is the use of a static magnetic field. We study here the transmission of the two propagation modes of the magnetized plasma at normal incidence through an inhomogeneous plasma layer with a nonuniform magnetic field in order to assess the interest of this solution.

1 Introduction

Un véhicule entrant dans l'atmosphère a une vitesse très élevée (environ 7 km/s) ce qui entraîne l'apparition d'une onde de choc. Les conditions autour du véhicule en température et pression sont alors suffisantes pour ioniser l'air et créer une couche de plasma. Ce plasma a des densités électroniques suffisamment élevées pour que la fréquence plasma soit de l'ordre du GHz, empêchant ainsi les ondes dans les bandes de fréquence communément utilisées par les systèmes de communication embarqués (GPS, bande S, bande X...) de le traverser. De nombreux moyens d'atténuation du blackout RF sont étudiés que ce soit des moyens aérodynamiques [1], l'utilisation de matériaux spécifiques [2] ou des moyens électromagnétiques [3]. On s'intéresse ici à une des solutions évoquées dans la littérature pour la première fois en 1961 par Hodara [4] : l'application d'un champ magnétique statique dans la couche de plasma. En effet, celui-ci modifie le mouvement des charges permettant a priori la création de fenêtres de propagation pour les ondes. Généralement, c'est l'utilisation d'une polarisation circulaire droite (RHCP) qui est mise en avant avec l'étude en incidence normale en présence d'un plasma inhomogène et avec un champ magnétique non uniforme [4,5]. Néanmoins, l'étude du deuxième mode de propagation (polarisation circulaire gauche - LHCP) a été délaissée alors que les résultats de cette communication démontrent un intérêt pour la propagation des ondes sur certaines bandes de fréquence.

On peut résumer ici le problème comme sur la Figure 1. Le véhicule représenté est le véhicule d'expérimentation du programme Radio Attenuation Measurement C de la NASA autour duquel on trouve en couleur son profil de densité électronique. On considère que l'antenne est située sur l'arrière du véhicule et que l'on place un aimant ou une bobine en dessous. Dans un premier temps, nous allons rapidement rappeler la propagation dans un plasma non magnétisé et illustrer ainsi en quoi le plasma de réentrée affecte les communications. Nous évoquerons ensuite les différents modes de propagation qui existent en plasma magnétisé pour continuer sur la propagation dans une couche de plasma homogène avec un champ magnétique uniforme. Enfin, nous regarderons le cas le plus réaliste avec une couche de plasma inhomogène et un champ magnétique non uniforme en incidence normale.

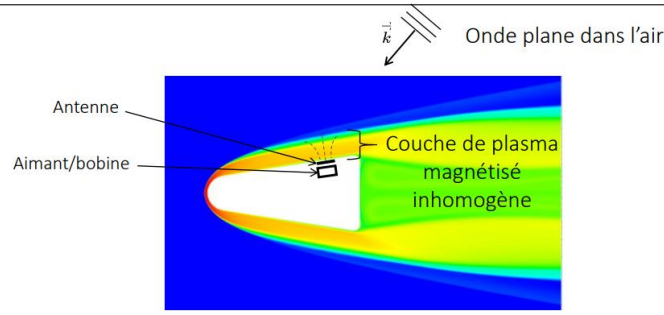


Figure 1 : Schéma du problème étudié, profil de densité électronique provenant de [6]

2 Propagation dans un plasma infini non magnétisé

La réponse d'un milieu à un champ électrique est donnée par la permittivité relative qui, dans le cas du plasma non magnétisé et non collisionnel, est :

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1)$$

avec $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}}$ la pulsation plasma et n_e la densité électronique, e la charge élémentaire, m_e la masse de l'électron et ε_0 la permittivité du vide.

La propagation d'une onde n'est possible que si la permittivité relative est positive. Ainsi, le plasma est un milieu dispersif ne permettant la propagation des ondes que si celles-ci ont une fréquence supérieure à la fréquence plasma.

La densité d'un plasma de réentrée varie sur une plage très importante selon l'altitude, la forme du véhicule et la position de l'antenne sur le véhicule. Des densités très élevées sont ainsi atteintes à l'avant, juste derrière l'onde de choc. A l'arrière du véhicule, au niveau de l'antenne, on prendra en référence la valeur maximale mesurée lors de l'expérimentation du programme RAM C, c'est-à-dire 10^{18} m^{-3} . Pour cette densité, la fréquence plasma est de 8.98 GHz, empêchant ainsi les fréquences GPS, de la bande S ou de la bande X de pénétrer dans le plasma.

3 Propagation dans un plasma infini magnétisé

On considère dans la suite la configuration donnée par la Figure 2 avec B_0 le champ magnétique appliqué dans le plasma et k le vecteur d'onde.

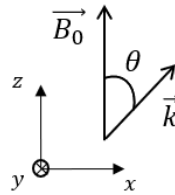


Figure 2 : Repère utilisé dans l'étude

Le plasma magnétisé non collisionnel est un milieu anisotrope dont la permittivité relative pour des lignes de champ magnétique selon l'axe z est donnée par le tenseur [7] :

$$\bar{\bar{\varepsilon}}_p = \begin{pmatrix} S & -jD & 0 \\ jD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (2)$$

avec $S = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}$, $D = -\frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)}$, $P = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ et $\omega_c = \frac{eB_0}{m_e}$ la pulsation cyclotronique.

L'effet du champ magnétique est de contraindre le mouvement des électrons (et des ions) dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ magnétique c'est-à-dire dans le plan (x, y) sur la Figure 2. On remarque d'ailleurs que selon l'axe z , c'est-à-dire selon les lignes de champ magnétique, on retrouve la permittivité du plasma non magnétisé dans le tenseur $\bar{\bar{\varepsilon}}_p$ (équation (1)). Le champ magnétique met en rotation les particules

chargées autour d'un centre fixe. Plus le champ magnétique sera fort, plus le rayon de la trajectoire circulaire (rayon de Larmor, $r_L = \frac{v_\perp}{\omega_c}$ avec v_\perp la vitesse dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ magnétique) sera faible. Si le champ magnétique était infini, les particules seraient fixes dans le plan (x,y) et on retrouverait la permittivité de l'air. Ainsi, les électrons ne sont plus aussi libres d'annuler le champ électrique d'une onde incidente comme c'est le cas en dessous de la fréquence plasma. Il en résulte l'apparition de fenêtres de propagation en dessous de la fréquence plasma et également la modification de la propagation du champ électrique de l'onde.

Il est important de connaître les modes de propagation en terme de permittivité/d'indice de réfraction mais également sur la façon qu'évolue le champ électrique dans le plasma magnétisé. Pour connaître ces modes de propagation, il faut résoudre l'équation d'onde :

$$\nabla^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \bar{\epsilon}_r \vec{E} = 0 \quad (3)$$

On note ici que l'on garde l'expression générale sans faire la simplification habituelle $\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) = 0$, valide dans le cas des ondes transversales. En développant les termes et en faisant apparaître l'indice de réfraction n et l'angle θ entre les lignes de champ magnétique et le vecteur d'onde, on obtient le système :

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -jD & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ jD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \vec{E} = 0 \quad (4)$$

Il existe deux solutions à ce système. Dans le cas particulier de l'incidence normale ($\theta = 0^\circ$), les modes solutions sont les deux polarisations circulaires RHCP (cas où le sens de rotation est celui des électrons dans le plasma) et LHCP (sens inverse). Les indices de réfraction réels de ces deux modes sont reportés sur la Figure 3 pour différentes valeurs de champ magnétique tandis que les fenêtres de propagation de ces modes sont données dans le Tableau 1.

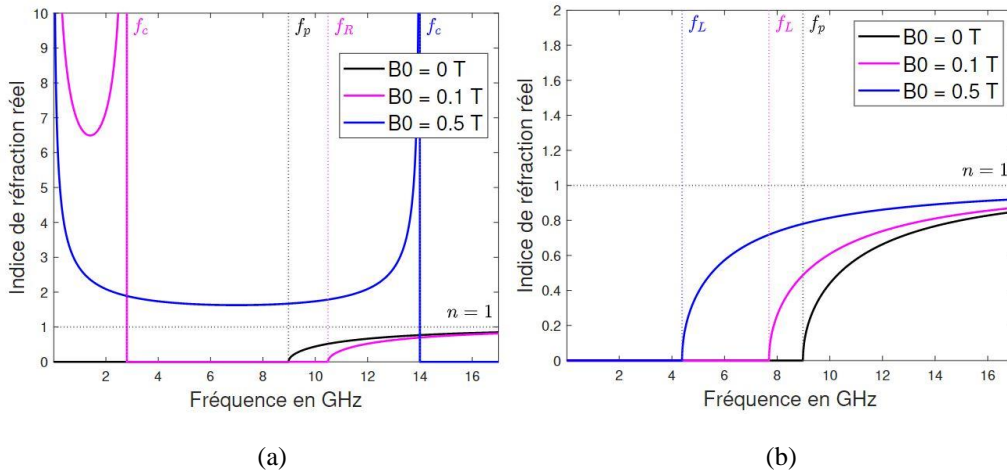


Figure 3 : Indices de réfraction réels en fonction de la fréquence pour les modes (a) RHCP et (b) LHCP en incidence normale ($\theta = 0^\circ$).

On remarque ainsi que le mode RHCP permet d'avoir une fenêtre de propagation en dessous de la fréquence cyclotronique $f_c = \frac{1}{2\pi} \frac{eB_0}{m_e}$. Cette fenêtre est plébiscitée dans la littérature comme solution au blackout. On remarque que l'indice de réfraction du mode RHCP dans cette fenêtre est supérieur à 1 et augmente lorsque le champ magnétique diminue. Le mode LHCP a une fenêtre de propagation pour des fréquences supérieures à une fréquence de coupure $f_L = \frac{1}{2\pi} \frac{-\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2}}{2}$ qui dépend de B_0 , de la densité n_e et qui est inférieure à la fréquence plasma $f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$. Son indice de réfraction demeure inférieur à 1 comme le plasma non magnétisé.

Zones de propagation	
RHCP	$f < f_c \text{ et } f > f_R = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2}}{2}$
LHCP	$f > f_L = \frac{1}{2\pi} \frac{-\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2}}{2}$

Tableau 1 : Zones de propagation des modes RHCP et LHCP en plasma magnétisé pour un vecteur d'onde parallèle aux lignes de champ magnétique ($\theta = 0^\circ$).

Ces résultats préliminaires permettent d'identifier les fréquences pour lesquelles les ondes pourraient se propager à travers du plasma magnétisé. En réalité, nous n'avons pas un plasma infini mais une couche de plasma. Il est donc nécessaire de prendre en compte les effets de lame.

4 Propagation au travers d'une couche de plasma homogène avec un champ magnétique uniforme

Dans cette partie, on étudie la transmission à travers une couche de plasma homogène de 10 cm d'épaisseur d'une densité de 10^{18} m^{-3} et avec un champ magnétique uniforme de 0.5 T. Sachant que la couche est homogène et que le champ magnétique est uniforme, ces valeurs sont constantes selon l'épaisseur (voir Figure 4 (a)). Ainsi, les zones de coupures des deux modes n'évoluent pas selon l'épaisseur et les zones définies en plasma infini dans la section précédente sont toujours valables comme le montre la Figure 4 (b) où l'on trace les fréquences délimitants les zones de coupure selon l'épaisseur de plasma.

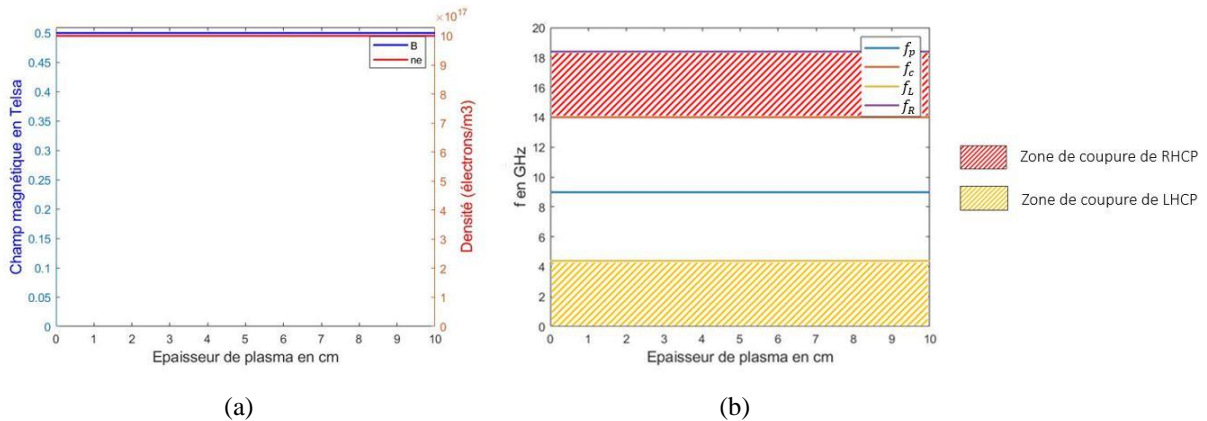


Figure 4 : Evolution (a) des profils de densité électronique et de champ magnétique et (b) des zones de propagation en incidence normale ($\theta = 0^\circ$).

On calcule alors les coefficients de transmission en puissance pour chaque mode et pour le cas sans champ magnétique. Les résultats, présentés sur la Figure 5, permettent d'observer les effets de lame (réflexions aux interfaces, réflexions multiples et atténuation). On observe ainsi de nombreuses oscillations dues aux réflexions multiples. Ces oscillations sont atténuées quand la fréquence augmente car les indices de réfraction se rapprochent de 1 et limitent ainsi les réflexions. Ces résultats illustrent l'importance de prendre en compte le caractère « fini » du plasma, puisque ces effets sont absents avec un modèle simple de plasma infini.

On observe qu'une onde LHCP peut traverser la couche plasma à partir de la fréquence f_L et qu'une onde RHCP le peut en dessous de la fréquence cyclotronique f_c . Cette dernière est une fréquence de résonance (comme en atteste les indices de réfraction tracés sur la Figure 3 (a)) ce qui fait que l'atténuation va être beaucoup plus importante proche de celle-ci. Dans la pratique, le cas de la couche homogène avec un champ magnétique uniforme n'est pas vraiment réaliste car il est nécessaire de prendre en compte les effets de non uniformité.

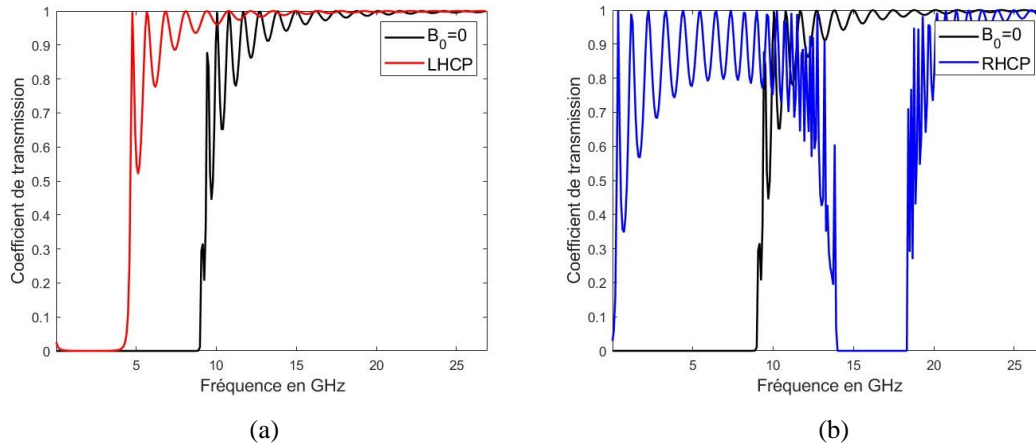


Figure 5 : Coefficients de transmission en puissance à travers une lame plasma de 10 cm obtenus avec les profils de densité et de champ magnétique de la Figure 4 (a) en incidence normale ($\theta = 0^\circ$).

5 Propagation au travers d'une couche de plasma inhomogène avec un champ magnétique non uniforme

5.1 Evolution des zones de coupure dans l'épaisseur de la couche de plasma

Pour évaluer l'intérêt de la solution proposée par Hodara, il faut prendre en compte que la couche de plasma autour de l'appareil est inhomogène, collisionnelle et que le champ magnétique statique que l'on applique est généralement non uniforme. Ainsi, les fenêtres de propagation du Tableau 1 vont évoluer selon la position dans le plasma.

Pour illustrer cela, on trace sur la Figure 6, l'évolution des fréquences délimitant les zones de propagation (f_p , f_c , f_L et f_R) selon des profils de densité (courbe rouge) et de champ magnétique (courbe bleue). Le profil de densité électronique est un profil type théorique du véhicule d'expérimentation du programme RAM C et qui est utilisé dans la littérature pour traiter du blackout [5]. Le maximum de densité électronique est fixé à $10^{18} m^{-3}$, valeur correspondant au maximum de densité mesuré par les sondes à l'arrière du véhicule. Le profil du champ magnétique correspond au profil à l'extérieur d'une bobine de 12 cm de diamètre, valeur en accord avec le système opérationnel envisagé.

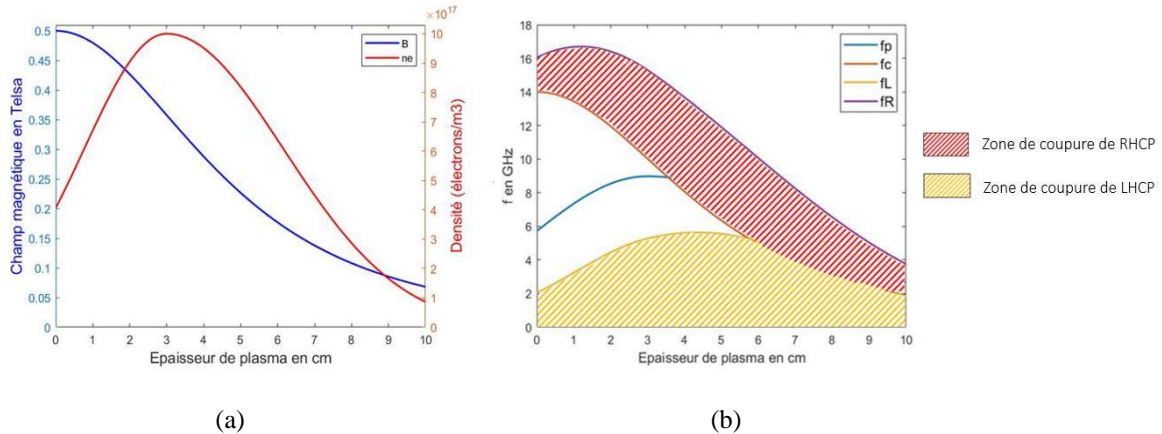


Figure 6 : Evolution (a) des profils de densité électronique et de champ magnétique et (b) des zones de propagation en incidence normale ($\theta = 0^\circ$).

La zone de coupure du mode RHCP apparaît entre f_c et f_R et on voit que sur les 10 cm de la couche plasma considérée, elle évolue sur une large bande de fréquence. La fenêtre de propagation du mode RHCP a ainsi largement diminué en passant de $f < 14 GHz$ à $f < 2 GHz$. La fenêtre de propagation du mode LHCP est également modifiée mais ce mode semble plus robuste aux variations spatiales du champ magnétique. En effet, dans le cas d'un plasma magnétisé d'une densité de $10^{18} m^{-3}$ avec un champ magnétique uniforme de 0.5 T, la fréquence de coupure est de 4.39 GHz alors que la fréquence f_L maximale dans le cas du champ magnétique non uniforme est de 5.63 GHz. Ceci est dû au fait que le champ magnétique décroît très rapidement dans l'épaisseur

de plasma et fait ainsi décroître la fréquence cyclotronique et donc la plage de propagation du mode RHCP alors que la fréquence de coupure f_L dépend également de la densité électronique ce qui fait qu'elle évolue de manière moins importante dans le plasma. Cette première analyse des zones de coupure nous permet de voir que le mode LHCP peut être utilisable pour la bande X (8-12 GHz) et que le mode RHCP peut l'être pour le GPS pour le profil étudié. Néanmoins, la bande S (2-4 GHz) n'est pas couverte.

5.2 Coefficients de transmission en puissance

Pour confirmer ces tendances et prendre en compte les effets de lame (réflexions, réflexions multiples et atténuation), on calcule les coefficients de transmission en puissance. Le modèle de discrétisation de la couche de plasma implémenté est celui des matrices de transmission [8]. Grâce à la connaissance des matrices de transmission aux interfaces et des matrices de propagation à l'intérieur d'une couche, on peut calculer la matrice de transmission globale de la couche de plasma pour chaque mode. La Figure 7 présente la discrétisation. Des couches de 1 mm sont utilisées (valeur suffisante pour obtenir la convergence des résultats).

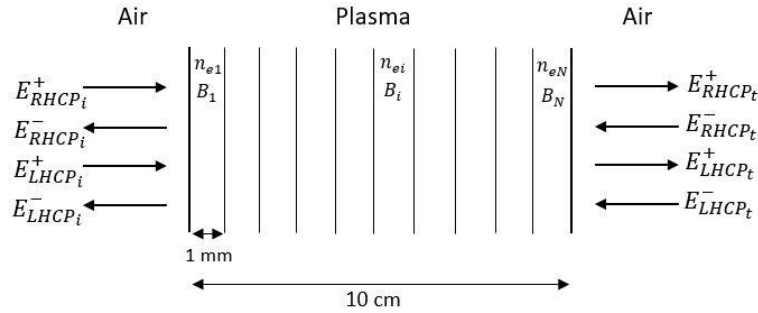


Figure 7 : Schéma de la discrétisation de la couche inhomogène de plasma

Les résultats, présentés sur la Figure 8, montrent que dans le cas sans champ magnétique, la transmission est suffisamment importante à partir de la fréquence plasma f_p . Pour le mode LHCP, on observe bien la plage de propagation apparaît aux alentours de $f_{L,max}$ et pour le mode RHCP, on peut confirmer la propagation à des fréquences inférieures à $f_{c,min}$. On constate également sur cette plage de fréquence des phénomènes interférentiels (minimums et maximums locaux) dus aux effets de lame et dont la position est difficile à interpréter en raison de l'inhomogénéité de la couche de plasma. Les effets de réflexions multiples sont plus importants pour le mode RHCP à faibles fréquences car l'indice de réfraction de ce mode est important par rapport à l'indice de l'air. Sur les autres branches, les effets sont moindres car l'indice de réfraction (inférieur à 1) tend rapidement vers 1 avec l'augmentation de la fréquence.

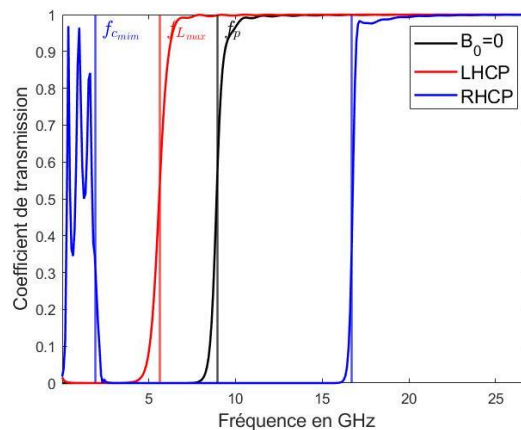


Figure 8 : Coefficients de transmission en puissance à travers une lame plasma de 10 cm obtenus avec les profils de densité et de champ magnétique de la Figure 1 en incidence normale ($\theta = 0^\circ$).

Enfin, l'influence de la fréquence de collision ν a été étudiée pour des valeurs de l'ordre du GHz. Cette fréquence est proportionnelle à la pression du gaz. Elle varie donc beaucoup selon les conditions de vol (altitude, position) et le véhicule considéré. Les valeurs autour de 1 GHz sont des valeurs que l'on retrouve régulièrement dans la littérature [5], [9]. Même si des valeurs plus faibles existent à hautes altitudes, il est intéressant de regarder les valeurs au GHz car c'est à partir de ces valeurs qu'il y a un impact non négligeable sur la transmission. La Figure

9 permet d'évaluer l'influence des collisions avec une fréquence ν de 1 GHz et de 5 GHz. On peut ainsi remarquer que la transmission sur la fenêtre de propagation RHCP diminue avec les collisions et que cette diminution est importante pour 5 GHz (≈ 0.2) alors qu'elle reste plus acceptable pour 1 GHz (≈ 0.4). Pour le mode LHCP, la présence des collisions se traduit par une transmission un peu moins bonne proche de la fréquence de coupure mais la diminution de la transmission reste raisonnable même pour $\nu = 5$ GHz (notamment par comparaison avec le mode RHCP). Le mode LHCP est moins sensible aux collisions que le mode RHCP dans ces conditions. En effet, pour le mode RHCP, plus la fréquence se rapproche de la fréquence cyclotronique qui est une fréquence de résonance, plus l'atténuation est forte. Ainsi, proche de $f_{c,min}$, l'atténuation est plus importante.

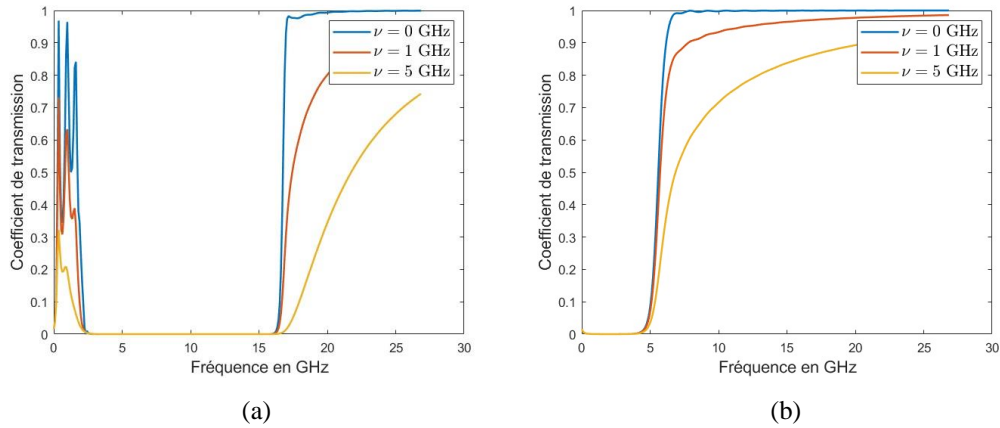


Figure 9 : Coefficients de transmission en puissance à travers une lame plasma de 10 cm obtenus avec les profils de densité et de champ magnétique de la Figure 6 (a), pour des fréquences de collision de 0, 1 et 5 GHz, pour les modes (a) RHCP et (b) LHCP en incidence normale ($\theta = 0^\circ$).

5.3 Discussions

Les résultats obtenus semblent encourageants. Cependant, si la densité maximale considérée est supérieure à $5 \times 10^{18} m^{-3}$, le mode LHCP aura sa plage de propagation pour des fréquences supérieures à la bande X. Bien que la fenêtre de propagation du mode RHCP ne dépende pas en théorie de la densité, lorsque celle-ci augmente, l'atténuation pour une même fréquence de collision devient trop importante et il en résulte une transmission faible ou nulle. Cette solution reste très dépendante du profil de densité (maximum de densité et forme du profil) et donc du type de véhicule, de l'altitude ainsi que de la position de l'antenne sur le véhicule. Ainsi, dès lors que la couche de plasma est trop épaisse, le champ magnétique va avoir des valeurs trop faibles pour être efficace et il faudrait alors augmenter sa valeur ce qui devient rapidement compliqué (0.5 T étant un champ magnétique déjà élevé). Enfin, il faut également prendre en compte qu'il y a des incertitudes sur les profils de densité, les données théoriques et les quelques mesures disponibles ne sont pas toujours en concordance. Tous ces éléments nous amènent à être prudents sur les conclusions provenant des résultats présentés.

6 Conclusion

L'utilisation du champ magnétique statique pour l'atténuation du blackout RF présente un intérêt grâce à l'apparition de deux fenêtres de propagation mais il demeure certaines limites. L'étude menée permet notamment d'évaluer les effets de la non-uniformité du champ magnétique et montre que la fenêtre magnétique, bien que très efficace en théorie, est en réalité bien moins performante à cause de la rapide décroissance du champ magnétique. L'application de cette méthode pour différents profils de densité montre que pour des épaisseurs de couche de plasma supérieures à environ 15 cm, cette solution devient inefficace à cause des valeurs de champ magnétique limitées par les contraintes opérationnelles. Cette solution serait a priori plus adaptée pour des véhicules de formes allongées comme RAM C et beaucoup moins pour des capsules de réentrée où les épaisseurs de plasma sont très importantes. Enfin, une étude en incidence oblique est nécessaire pour conclure sur la viabilité de cette méthode. Cette étude est plus compliquée de part le caractère non purement transversal des modes dans le plasma en incidence oblique, ce qui nécessite le calcul des coefficients de transmission/réflexion aux interfaces (les formules classiques n'étant plus valides) et de prendre en compte les effets dus à la composante longitudinale lors de la propagation.

7 Remerciements

Ce travail a été soutenu par l'Agence de l'Innovation de Défense (AID) et le Centre National d'Études Spatiales (CNES).

Références bibliographiques

- [1] I. F. Belov et al, “Investigation of Remote Antenna Assembly for Radio Communication with Reentry Vehicle”, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2001.
- [2] Y. Takahashi et al, “Surface catalysis effects on mitigation of radio frequency blackout in orbital reentry”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2020.
- [3] J. Xu et al, “Density reduction on plasma sheath using pulsed magnetic field”, *Phys. Plasmas*, 2021.
- [4] H. Hodara, “The use of magnetic fields in the elimination of the re-entry radio blackout”, *Proceedings of the IRE*, vol. 49, no. 12, pp. 1825–1830, 1961.
- [5] H. Zhou et al, “Effects of nonuniform magnetic fields on the “magnetic window” in blackout mitigation”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 45, no. 1, pp. 15–23, 2017.
- [6] M. Kundrapu et al, “Modeling Radio Communication Blackout and Blackout Mitigation in Hypersonic Vehicles”, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2015.
- [7] A. Piel, *Plasma Physics An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas*, Springer, 2010.
- [8] Sophocles J Orfanidis, *Electromagnetic waves and antennas*, 2004.
- [9] B. Bai et al, “Effects of Reentry Plasma Sheath on the Polarization Properties of Obliquely Incident EM Waves”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 42, no. 10, pp. 3365-3372, Oct. 2014.

Dimensionnement d'une cavité à propagation d'ondes de surfaces 1D pour le pilotage plasma par retournement temporel

Design of a 1D surfaces waves propagation for plasma steering using time reversal

Lilian Szuter ¹, Jérôme Sokoloff ¹, Valentin Mazières ² and Nicolas Lebbe ¹

¹LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, UPS, INPT, Toulouse, France. lilian.szuter@laplace.univ-tlse.fr

²ISAE-SUPAERO, Toulouse, France.

Keywords : Plasma, Microondes, Retournement temporel, Ondes de surfaces.

Mots-clés : Plasma, Microwaves, Time reversal, Surfaces waves.

Résumé

Cet article s'inscrit dans la suite des travaux de recherches sur le pilotage plasma par retournement temporel (RT). Les capacités de focalisation spatio-temporelle des ondes électromagnétiques offertes par cette technique ont permis d'amorcer et de contrôler des plasmas sur des initiateurs, avec des pics de focalisation de 8 ns modulés à 2.45 GHz. Cependant le fort niveau du champ de claquage nécessaire pour contrôler ces plasmas rend difficile le décrochage de ces plasmas des initiateurs. Pour faire face à cette limite, l'utilisation d'ondes de surfaces semble être une solution prometteuse grâce à leurs propriétés de confinement spatial et de diminution de la longueur d'onde. De plus, le support corrugué sur lequel se propage ces ondes peut jouer le rôle d'initiateur. Ainsi l'objectif de ce papier est de présenter une cavité 1D. Nous verrons que sur une bande de fréquence courte de 200 MHz autour de 2.45 GHz, il est possible d'obtenir une dizaine de modes nécessaires au RT. Enfin, nous vérifierons la présence de ces modes grâce à une mesure de paramètre S_{11} au niveau d'un accès de la cavité.

Abstract

This article is part of the continuation of research work on plasma control by time reversal (TR). The spatio-temporal focusing capabilities of electromagnetic waves offered by this technique have made it possible to initiate and control plasmas on initiators, with focusing peaks of 8 ns modulated at 2.45 GHz. However, the high level of breakdown field required to control these plasmas makes it difficult to unhook them from the initiators. To overcome this limitation, the use of surface waves appears to be a promising solution thanks to their spatial confinement and wavelength-decreasing properties. Moreover, the corrugated support on which these waves propagate can play the role of initiator. The aim of this paper is to present a 1D cavity. We will show that on over short frequency band of 200MHz around 2.45GHz, it is possible to obtain the ten or so modes required for TR. Finally, we will verify the presence of these modes by measuring the S_{11} parameter at a cavity port.

1 Introduction

Le retournement temporel (RT) est une technique permettant le contrôle spatio-temporel des ondes. Le principe, utilisé pour la première fois par M. Fink et al. [1] dans les années 1990, consiste à faire revivre aux ondes le trajet inverse de leur propagation, afin de les focaliser au point source qui leur avait donné naissance. En pratique, deux phases sont nécessaires. La première consiste à envoyer une courte impulsion par une source, et à enregistrer à l'aide de transducteurs le signal qui s'est propagé dans un certain milieu. La deuxième consiste à réémettre par ces transducteurs l'information préalablement enregistrée, mais retournée temporellement. Les ondes reprennent ainsi leurs trajets en sens inverse jusqu'à la source initiale. Au final, cette méthode permet de focaliser efficacement l'énergie micro-onde si le milieu de propagation est « complexe », c'est-à-dire qu'il possède un grand nombre de modes sur la bande de fréquence considérée [2]

Récemment, cette technique a été employée pour amorcer et contrôler des plasmas microondes sur des initiateurs placés dans une cavité [3]. Pour cela, les pics de focalisation étaient des impulsions de 8 ns modulées à 2.45 GHz (donc une bande passante de 250 MHz). Le claquage du gaz est rendu possible par le fort niveau du champ de focalisation, qui dépasse alors un certain seuil (le champ de claquage). Dans ces expériences, le champ électrique de focalisation est intensifié localement par effet de pointe dû à la présence de l'antenne de réception (type monopôle [3]), qui agit comme un initiateur. Cependant le contrôle « total » des plasmas, *i.e.* ailleurs que sur des

initiateurs, est compliqué. Une des difficultés principales réside dans le fort niveau de champ qu'il est nécessaire d'obtenir pour compenser l'absence de ces initiateurs.

Une idée pour améliorer l'intensification du champ à la focalisation consiste à utiliser les ondes de surfaces. En effet, le confinement de l'onde à l'interface entre deux milieux et la diminution de la longueur d'onde sont des propriétés intéressantes conduisant respectivement à une concentration spatiale du champ ainsi qu'à une tâche focale plus petite spatialement. Par ailleurs, l'utilisation d'une structure corruguée comme support de propagation des ondes de surface est un moyen supplémentaire d'intensification du champ par effet de pointe. En effet, la périodicité des corrugations peut rendre imaginable le déplacement du plasma en focalisant à différents temps et différents endroits de la surface corruguée.

Cet article s'inscrit dans une démarche visant à exploiter les ondes de surfaces pour contrôler les plasmas par RT. Pour cela, la première étape sur laquelle se concentre ce papier consiste à dimensionner une cavité 1D¹ à ondes de surface contenant un nombre suffisant de modes (une dizaine) sur une bande de 250 MHz autour de 2.45 GHz. Le plan de cette recherche est structuré ainsi : dans un premier temps, une étude paramétrique sur la géométrie des corrugations a été réalisée. Dans un deuxième temps, nous mesurons le nombre de modes propres possibles dans une cavité de 30 cm de longueur. Enfin, l'objectif est d'exciter les modes obtenues en mesurant le paramètre S_{11} par le port d'entrée situé au milieu de la cavité et de vérifier si les modes correspondent bien à ceux calculés lors de l'analyse modale.

2 Dimensionnement de la cavité

L'objectif de cette partie est le dimensionnement d'une cavité 1D à ondes de surface contenant un nombre suffisant de modes (une dizaine) sur une bande de 250 MHz autour de 2.45 GHz. Un moyen courant pour générer des ondes de surfaces dans le domaine microondes consiste à corruguer un métal afin d'obtenir une permittivité effective négative [4] [5].

2.1 Dimensionnement d'une corrugation

Nous nous inspirons de la structure corruguée présentée dans [4] pour construire la corrugation. La structure ainsi modélisée avec le logiciel COMSOL est représentée sur la figure 1(a).

Tout d'abord, nous avons réalisé une étude sur l'influence des paramètres de dimensionnement d'une corrugation sur les diagrammes de dispersion, en variant un paramètre à la fois. Les trois différentes variables géométriques (p , w , h) sont reportées sur la figure 1(a). La zone grise correspond au domaine d'air au-dessus de la cellule unitaire, la corrugation est placée en dessous. Pour rappel, p est la période de répétition de la corrugation, w la largeur de la corrugation et h la hauteur. Des conditions de périodicité Bloch-Floquet sont appliquées sur les deux côtés latéraux de la cellule unitaire. Un domaine PML (Perfectly Match Layer) est définie au-dessus de l'air et des conditions PEC sont appliquées sur les frontières supérieures et inférieures.

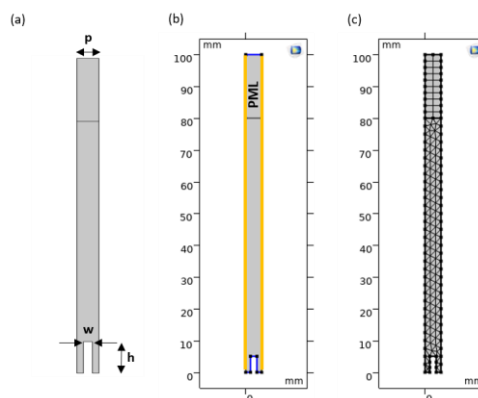


Figure 1: (a) Dimension d'une corrugation, (b) Conditions aux limites appliquées à la géométrie d'une corrugation et (c) son maillage. Les traits en jaune correspondent à une condition périodique de Floquet. Les traits en bleu représentent du PEC. La couche supérieure définit la PML. La dent de la corrugation est visible en bleu en bas du domaine. La surface grise correspond à de l'air.

¹ On appelle « cavité 1D » une cavité pour laquelle les ondes se propagent suivant une dimension bien que la configuration simulée soit 2D.

Les résultats de l'étude paramétrique sont tracés sur la figure 2. Le paramètre h a été varié dans un intervalle entre 3 mm et 30 mm et le paramètre w dans un intervalle entre 1 mm et 4 mm. L'analyse de l'influence du paramètre p n'est pas montré ici car les courbes obtenues sont normalisées par ce paramètre et deviennent difficilement interprétables.

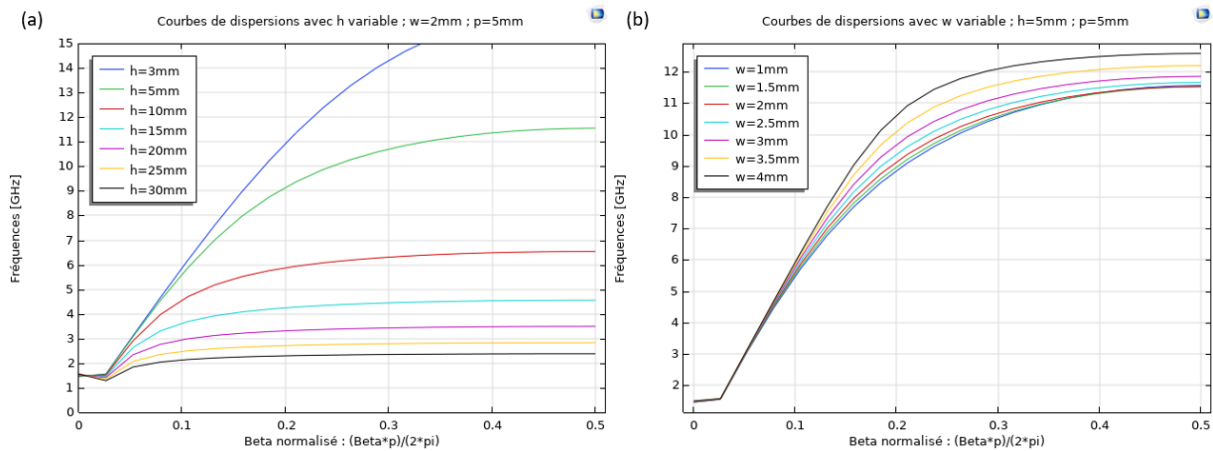


Figure 2 : (a) Diagramme de dispersion du paramètre h variable avec w et p fixé respectivement à 2mm et 5mm. (b) Diagramme de dispersion du paramètre w variable avec h et p fixé 5mm

Les résultats obtenus montrent clairement que le paramètre h a le plus d'influence sur la forme des courbes de dispersions et plus particulièrement sur la fréquence asymptotique. En effet, comme le montre les courbes de la figure 2(b), le paramètre w influe peu sur le diagramme de dispersion. Nous nous concentrons donc dans la suite sur l'analyse de l'influence du paramètre h . Par exemple pour une hauteur $h = 5$ mm (la courbe verte de la figure 2(a)), la fréquence à l'asymptote est obtenue à 11.6 GHz, alors qu'elle atteint quasiment 3 GHz pour $h = 25$ mm. Les tendances observées sur ces courbes permettent également de nous rassurer quant à la validité de nos résultats. En effet, plus h est grand, plus la fréquence à l'asymptote diminue. Pour $h = 3$ mm en revanche, la courbe commence à se redresser comme une droite linéaire qui s'approche de la « light line ». Cela signifie que l'onde incidente ne se couple plus avec le métal pour former une onde de surface. La raison vient du fait que la hauteur de la corrugation est très petite et que la surface vue par l'onde incidente est quasiment plane. Ainsi, l'onde incidente ne se couple plus avec la surface et les ondes de surfaces deviennent inexistantes.

Cette analyse paramétrique nous a permis de retenir une hauteur de corrugation $h = 30$ mm afin d'obtenir un maximum de modes propres dans une bande de fréquence étroite autour de 2.45 GHz.

2.2 Modes propres d'une cavité 1D avec pertes

L'objectif de cette partie est d'atteindre une dizaine de modes propres sur une bande de 250 MHz autour de 2.45 GHz dans une cavité 1D corruguée. La figure 3(a) présente la cavité modélisée sur COMSOL à partir des résultats de l'étude paramétrique présentés dans la sous-partie précédente ($h=30$ mm, $w=3$ mm et $p=5$ mm). La structure est composée de corrugations périodiques et de deux plaques métalliques réelles à ses extrémités, permettant la réflexion des ondes. Un câble coaxial est introduit au centre de la structure, comme représenté sur la figure 3(b). La tige métallique représente le conducteur interne et les parois des corrugations à ses côtés représentent le conducteur externe. Le diélectrique représenté par le domaine gris est de l'air.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3(b), la géométrie des corrugations a légèrement été modifiée au sommet. La corrugation est maintenant « pointue » afin de bénéficier encore plus de l'effet de pointe. En termes de conception mécanique, cette structure peut être réalisée en faisant une découpe laser ou un fraisage d'un bloc de métal. Les chanfreins des corrugations peuvent être également obtenus à l'aide d'une fraise (il faut voir un trou fraisé entre les corrugations). L'ajout d'un câble coaxial au milieu et des plaques métalliques à la verticale à ces extrémités complètera la cavité.

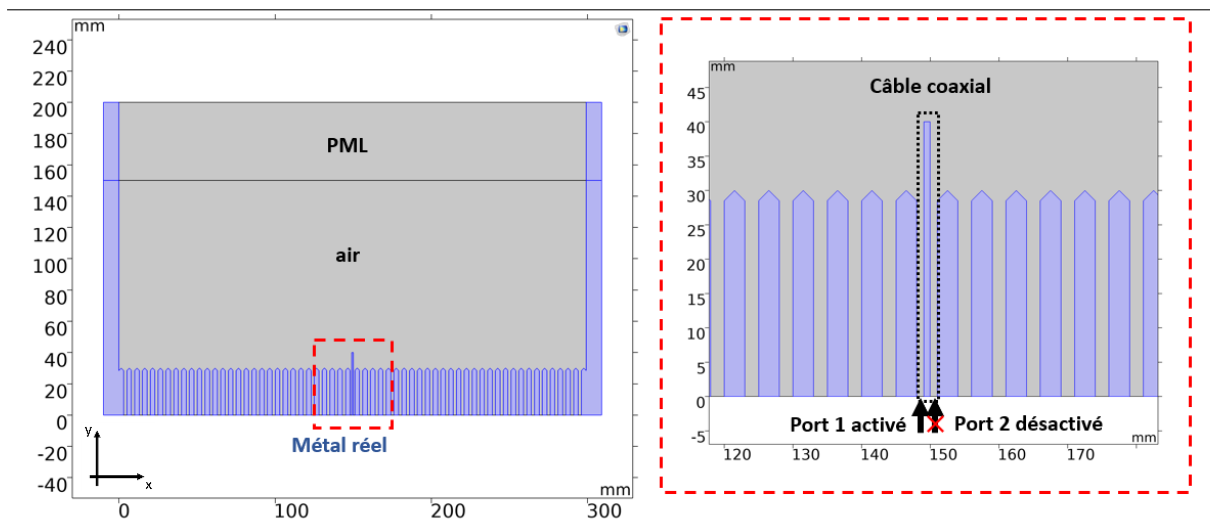


Figure 3: Cavity sans pertes en modélisant une épaisseur de métal réel (aluminium). A droite, un zoom sur l'approximation d'un câble coaxial en 2D.

Les modes obtenus avec une étude en mode propre de cette cavité sont reportés sur le diagramme de dispersion obtenu avec des conditions de périodicité Bloch-Floquet appliqués sur les deux côtés latéraux de la cellule unitaire (comme étudié à la sous-partie précédente). Sur la figure 4, les points noirs qui signalent la présence d'un mode propre de la cavité suivent bien le diagramme de dispersion de la structure « infinie » (conditions de périodicité Bloch-Floquet). La cavité ainsi obtenue présente bien une dizaine de mode dans la bande visée (250 MHz autour de 2.45 GHz). Nous nous intéressons dans la prochaine sous-partie sur l'excitation de ces modes.

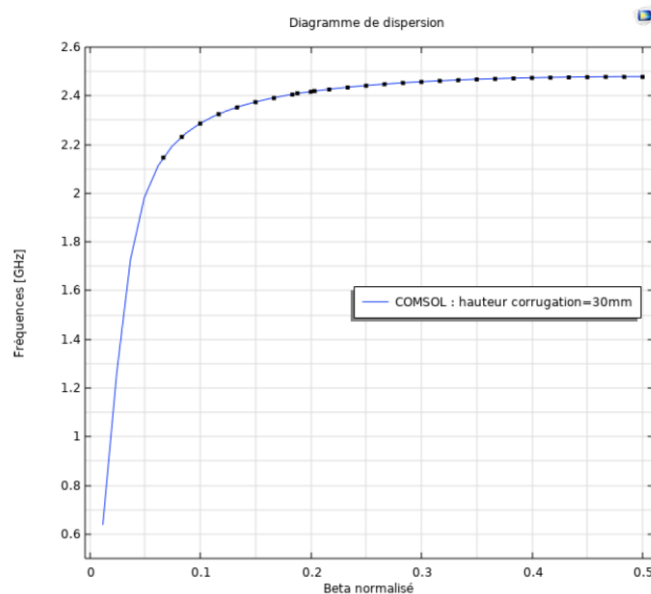


Figure 4: Modes propres (points noirs) de la cavité. Courbe de dispersion (trait bleu) obtenue lors d'une étude d'une corrugation en condition de périodicité

2.3 Excitation des modes de surfaces dans la cavité 1D avec pertes

L'objectif de cette section est d'exciter les modes obtenus lors de l'étude précédente. Pour cela, le paramètre S_{11} est mesuré sur le port 1 représenté sur la figure 5(b). Ainsi, seule la partie gauche de la cavité est excitée dans ce cas (le port 2 est inactif).

La figure 5(a) présente une cartographie de la composante du champ électrique E_y , selon l'axe y lorsque le mode de fréquence propre 2.4272 GHz est excité par le port 1. On observe bien l'excitation du mode de surface, mode dont le champ est confiné au niveau de la surface et dont la longueur d'onde est de $\lambda \approx 15$ mm. On observe aussi qu'une partie de l'énergie s'échappe de la surface est rayonnée dans l'espace au-dessus de la cavité, avec des ondes de longueur d'onde $\lambda_0 \approx 144$ mm dont le centre de phase semble correspondre à l'intersection de la paroi et de la structure corruguée. On remarque ici tout l'intérêt de travailler avec des ondes de surfaces, qui présentent pour une même fréquence, une longueur d'onde beaucoup plus petite que les ondes radiatives. De plus, on note également que les champs sont maximums au niveau des corrugations.

La figure 5(b) affiche le coefficient de réflexion obtenue sur le port 1 pour une cavité avec et sans pertes. Pour le cas sans perte (les corrugations et les parois de la cavité sont en PEC), les seules pertes possibles sont les pertes par rayonnement au-dessus de la structure corruguée. Ces ondes sont absorbées par les PML situées sur le haut du domaine. Pour le cas avec perte, les corrugations et les parois de la cavité sont en aluminium (conductivité électrique $=37.3^{\circ}6$ S/m à 293.15 K). Dans les deux cas, les modes sont résolus spectralement et il existe bien une dizaine de modes autour de 2.45 GHz. On observe bien des niveaux de S_{11} moins élevé pour le cas avec perte, une partie de l'énergie électromagnétique étant dissipée au niveau des conducteurs dans ce cas. Pour finir, on observe que ces modes correspondent bien aux modes obtenus précédemment avec l'analyse en mode propre.

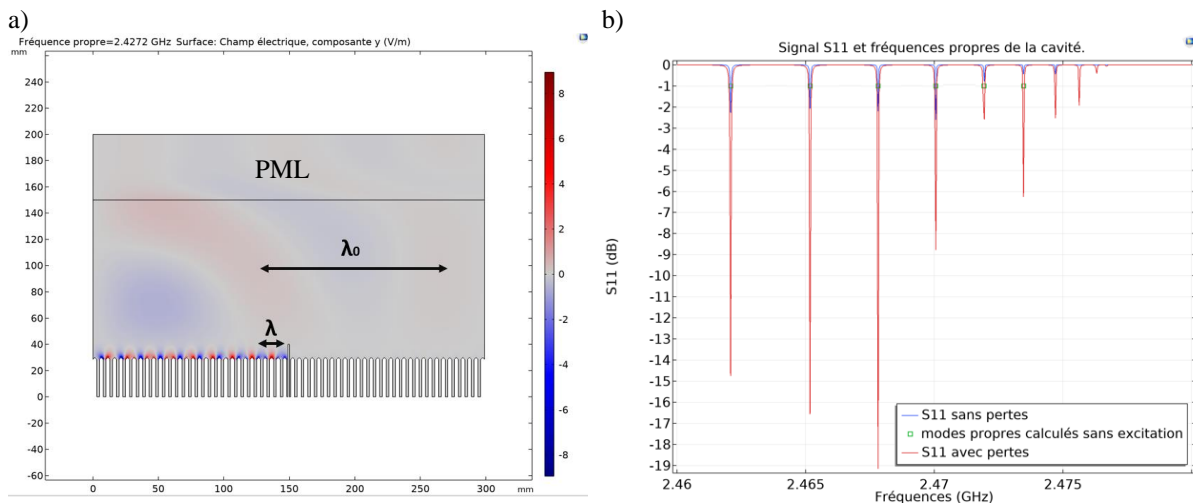


Figure 5 : (a) Cartographie du champ E_y lors de l'excitation d'un mode propre à 2.4272 GHz.(b) Coefficient de réflexion S_{11} de la cavité dans le cas avec et sans pertes, i.e. cas sans pertes = PEC, cas avec pertes = aluminium. Les points verts correspondent aux modes discrets obtenus lors de l'excitation par le port 1

3 Conclusion

Cette étude s'intègre dans une démarche consistant à exploiter le RT d'ondes de surface pour le contrôle de plasma. En particulier, dans cette étude nous avons dimensionné en simulation une cavité 1D à ondes de surface contenant une dizaine de mode sur la bande d'intérêt autour de 2.45 GHz. La cavité ainsi obtenue est une cavité de 300 mm structurée en corrugation de dimension $h=30$ mm, $w=3$ mm et $p= 5$ mm.

Ces résultats constituent la première étape vers la mise en place du RT d'ondes de surface. La prochaine étape consiste à simuler temporellement le RT dans une telle cavité puis en faire la démonstration expérimentale en basse puissance. Il faudra ensuite exploiter ces résultats pour dimensionner et réaliser une cavité 2D à ondes de surface permettant de faire du RT. Pour finir, le passage aux fortes puissances permettra de tester la génération de plasma.

Les applications possibles de ce type de cavité peuvent être nombreuses. Des perspectives de réduction de SER d'un aéronef peuvent être envisageables. De la même manière, cette structure peut être intéressante pour un allumage à détonation rotative dans une chambre de combustion. Enfin, on peut également imaginer un métamatériaux modulable en temps par plasma pour donner de nouvelles caractéristiques.

4 Bibliographie

- [1] M. Fink, C. Prada, F. Wu et D. Cassereau, Self focusing in inhomogeneous media with time reversal acoustic mirrors, Proceedings. IEEE Ultrasonics Symposium, 1989.
- [2] C. & F. M. Draeger, «One-channel time-reversal in chaotic cavities: Theoretical limits.,» *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 105(2), pp. 611-617, 1999.
- [3] V. Mazières, Claquage microonde par retournement temporel, Toulouse, 2020.
- [4] J. Pendry, L. Martín-Moreno et F. Garcia-Vidal, Mimicking Surface Plasmons with Structured Surfaces, *Science* vol305, Issue 5685, 2004.
- [5] Y. J. J. Q. & C. T. J. Zhou, Bidirectional surface wave splitters excited by a cylindrical wire., *Optics express*, 19(6), 5260-5267., 2011.
- [6] B. Fragge, Allumage d'une chambre de combustion par retournement temporel micro-onde, Toulouse, 2022.

Dépendances spectrales de l'émission GHz des propulseurs à courant de Hall en environnement réverbérant

Spectral dependencies of GHz electromagnetic emission from Hall thrusters inside a metallic vacuum chamber

F. Réot¹, L. Liard¹, F. Gaboriau¹, V. Mazières², O. Pascal¹

¹LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, francois.reot@laplace.univ-tlse.fr, laurent.liard@laplace.univ-tlse.fr, freddy.gaboriau@laplace.univ-tlse.fr, olivier.pascal@laplace.univ-tlse.fr

²ISAE-SUPAERO, valentin.mazieres@isae-supaero.fr

Mots-clés : Propulseur de Hall, Rayonnement micro-ondes, Instabilités

Keywords : Hall thruster, Microwave radiation, Instabilities

Résumé/Abstract

Les propulseurs à courant de Hall constituent la technologie la plus éprouvée de propulsion électrique (PE), destinée entre autres à la mise et au maintien à poste de satellites. Ces propulseurs plasma se révèlent être la source d'un rayonnement électromagnétique pulsé à des fréquences de l'ordre du GHz, qui peut notamment interférer avec les canaux de communication utilisés aux mêmes fréquences. Les mécanismes physiques à la source de ce rayonnement ne sont pas clairement identifiés. À cette fin, l'analyse de ce rayonnement mesuré dans une chambre à vide métallique conventionnelle du LAPLACE a permis de mettre en évidence une dépendance apparente du contenu spectral de ces impulsions avec des oscillations basse-fréquence du courant de décharge. Cette observation est prometteuse en vue de la confirmation ou non de certaines hypothèses avancées concernant les mécanismes à l'origine de cette émission GHz, et pose les bases d'une analyse plus approfondie et faisant usage de diagnostics affinés, actuellement en cours au LAPLACE.

Hall thrusters are the most proven technology in the field of electric propulsion (EP), which is used, among others, for satellite positioning and orbit-keeping. These plasma thrusters have been shown to emit pulsed radiation at GHz frequencies, that may interfere with communication channels. The physical phenomena at the root of this radiation are not clearly identified. For this purpose, an analysis of this radiation, measured in a conventional metallic vacuum chamber at LAPLACE, led to the observation of an apparent connection between the spectral content of the pulses and low-frequency oscillations of the discharge current. Such an observation is promising in view of the understanding of some suggested physical mechanisms responsible for this emission, and paves the way for a more developed analysis making use of refined diagnostics, which is currently underway at LAPLACE.

1 Contexte

Propulser un satellite est l'une des nombreuses choses que l'on peut faire avec un plasma. La présence d'espèces chargées permet en effet leur accélération via un champ électrique, créé dans le plasma. Parmi les dispositifs voués à cette application, les propulseurs à courant de Hall constituent certainement la technologie la plus éprouvée.

1.1 Propulseur à courant de Hall

L'idée du propulseur à courant de Hall est d'accélérer un carburant, préalablement ionisé, à l'aide d'un champ électrique. L'avantage par rapport à la propulsion chimique réside dans le découplage entre l'énergie cinétique atteignable et le carburant, énergie limitée dans le cas de la propulsion chimique par l'énergie de liaison entre les atomes.

Un schéma de principe d'un propulseur de Hall est présenté en Figure 1. Il consiste essentiellement en un canal annulaire (en bleu) destiné à contenir la décharge plasma. Au centre et à la périphérie du canal sont disposées des bobines ou aimants permanents, de manière à créer un champ magnétique radial $\mathbf{B} = B_r \mathbf{e}_r$, maximal aux abords du plan de sortie du propulseur. Une tension de décharge U_d est appliquée entre une cathode externe, qui joue le rôle de source d'électrons, et une anode interne située en fond de canal. Le gaz utilisé comme carburant (typiquement du Xénon), est injecté à travers cette anode, et une petite partie est déviée vers la cathode pour permettre son fonctionnement.

Le principe est le suivant :

- Des électrons sont émis depuis la cathode. Certains dérivent dans la plume, en aval du flux de gaz pour neutraliser le faisceau d'ions, d'autres sont dirigés vers le canal.
- À leur entrée dans le canal, ces derniers sont sujets à une dérive azimutale due à la présence de champs croisés,

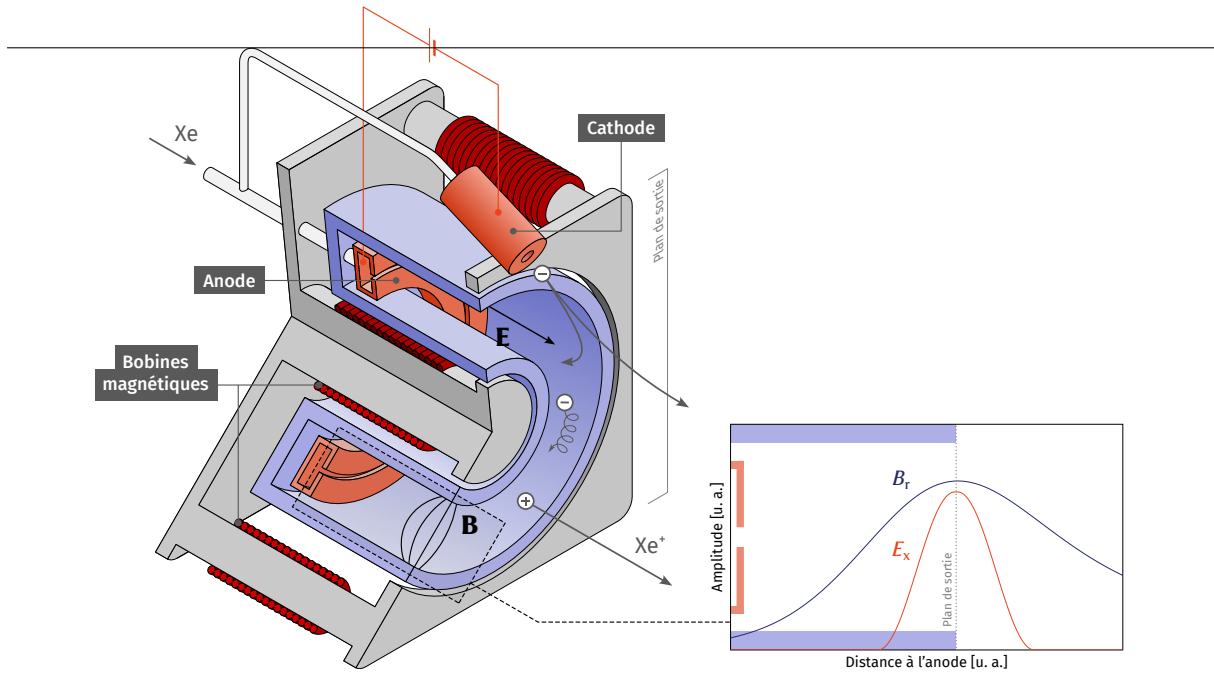


Figure 1 : Vue schématique d'un propulseur de Hall et amplitude des champs \mathbf{E}_x et \mathbf{B}_r le long de la direction axiale du propulseur

électrique axial \mathbf{E}_x et magnétique radial \mathbf{B}_r , à la vitesse de dérive V_d :

$$V_d = \frac{\|\mathbf{E} \times \mathbf{B}\|}{B^2} \approx \frac{E_x}{B_r} \quad (1)$$

La valeur du champ magnétique radial B_r est choisie suffisante pour que le rayon de Larmor de l'électron $\rho_L = \frac{m_e v_d}{e B_r}$ soit inférieur à la largeur du canal, mais suffisamment faible pour ne pas affecter la trajectoire des ions. Ainsi, les électrons sont majoritairement confinés dans une dérive azimutale fermée aux abords du plan de sortie, où le champ magnétique est le plus fort (bien qu'une certaine portion d'entre eux puisse s'en libérer pour rejoindre l'anode et maintenir la décharge).

- Le confinement des électrons dans cette dérive azimutale est synonyme d'une mobilité électronique axiale réduite dans cette zone, et d'une chute du potentiel électrique. L'amplitude du champ électrique axial y est donc maximale. La Figure 1 illustre ainsi qualitativement les amplitudes des champs électrique axial E_x et magnétique radial B_r le long de la direction axiale du propulseur.
- Le gaz introduit à l'anode, neutre, est enfin ionisé dans le canal par collisions électroniques, et les ions ainsi créés sont accélérés par le fort champ électrique présent aux abords du plan de sortie puis éjectés dans la direction opposée à la poussée.

Transport anormal. Comme mentionné précédemment, bien que les électrons soient majoritairement confinés dans une dérive azimutale dans la zone de fort champ magnétique, une certaine portion d'entre eux parvient à franchir les lignes de champ pour rejoindre l'anode et maintenir la décharge. Expérimentalement, on constate que le courant de décharge résultant de ce processus est supérieur de 2 à 3 ordres de grandeur à la valeur prédite par la formulation classique de la mobilité axiale des électrons, basée sur un mécanisme collisionnel avec des particules lourdes. Pour cette raison, le transport des électrons à travers les lignes de champ magnétique est qualifié d'*anormal*. La compréhension des causes de cet excès de mobilité axiale n'est pas encore universellement admise, et il est probablement le résultat d'une combinaison de plusieurs facteurs. Il demeure un frein au développement d'un modèle réaliste et fiable des propulseurs de Hall, et fait toujours l'objet de recherches actives.

1.2 Instabilités

Le plasma des propulseurs de Hall est le siège de nombreuses oscillations, dans une large gamme de fréquences et d'échelles spatiales. Leur effet sur les performances et la fiabilité du propulseur a été pressenti, aussi ont-elles reçu une attention particulière. Ces oscillations ont été largement observées expérimentalement et étudiées pour des fréquences allant du kHz au MHz. Dans cette gamme de fréquences, les mécanismes physiques à l'origine de ces mouvements collectifs de particules chargées, ou instabilités, ont été relativement bien identifiés, bien qu'ils ne soient pas encore parfaitement compris. Une revue de ces instabilités a été menée par Choueiri [1], dont une vue d'ensemble est présentée dans le Tableau 1.

Fréquence	Appellation	Description
10–20 kHz	<i>Breathing Mode</i> (BM)	Oscillations axiales correspondant au déplacement du front d’ionisation dans les régions de fort champ magnétique
~ kHz	<i>Rotating Spokes</i> (RS)	Structures tournantes dans la direction azimutale
100 – 500 kHz	<i>Ion Transit-Time Oscillations</i> (ITTO)	Oscillations axiales dont la fréquence concorde avec le temps de résidence des ions dans le canal, et correspondant à la propagation d’ondes acoustiques
1 – 100 MHz	$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ <i>Electron Drift Instability</i> (EDI)	Oscillations azimutales de longueur d’onde millimétrique

Tableau 1 : Principales instabilités identifiées dans les propulseurs à courant de Hall

Ces oscillations du plasma sont synonymes de l’émission d’un rayonnement électromagnétique, aux fréquences correspondantes. Ainsi, la mesure expérimentale du rayonnement émis par les propulseurs à courant de Hall montre non seulement des composantes dans les gammes kHz et MHz attendues, mais aussi dans la gamme GHz. L’origine physique de cette émission GHz a reçu, dans les dernières décennies, une attention bien moindre qu’aux fréquences inférieures. Pourtant, l’identification précise des processus et/ou instabilités en jeu contribuerait à une meilleure compréhension de la physique de ces propulseurs. Plus encore, c’est un aspect important de compatibilité électromagnétique (CEM) entre le propulseur et l’engin spatial, pour qui ce rayonnement peut être source de bruit électromagnétique.

1.3 Vers le domaine GHz

Compte-tenu de son caractère haute-fréquence, cette émission GHz apparaît plus probablement comme l’effet d’oscillations d’électrons plutôt que d’ions, à l’inertie bien plus importante. Dans ce contexte, des travaux précurseurs étudiant les mouvements électroniques comme sources d’un rayonnement GHz furent menés par Kirdyashev [2], depuis les années 70. Tout au long de ses travaux, l’auteur fit usage d’une sonde micro-ondes dédiée pour étudier, au sein du plasma, la présence de fluctuations de potentiel à différentes positions dans et autour du propulseur. Il a proposé plusieurs mécanismes, certains pouvant expliquer le développement d’instabilités dans cette gamme de fréquences, et a même récemment suggéré comment ils pourraient contribuer au transport anormal d’électrons dans les décharges $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ [3].

La caractérisation électromagnétique du rayonnement émis par les propulseurs de Hall a été effectuée par Beiting [par ex. 4] dans une installation dédiée, consistant en une chambre à vide métallique comportant une excroissance diélectrique, immergée dans une chambre semi-anéchoïque. Il a évalué, entre autres, les caractéristiques temporelles de ce rayonnement GHz, se produisant par impulsions de quelques centaines de nanosecondes. De telles installations ont l’avantage de minimiser dans une certaine mesure les réflexions indésirables des ondes sur les parois métalliques de l’enceinte, mais sont encombrantes et coûteuses. Plus récemment, Mazières et al. ont montré qu’il était possible de recueillir des informations significatives sur cette émission dans une chambre à vide conventionnelle du LAPLACE [5], à l’aide d’une antenne électriquement courte.

2 Méthode et résultats

Dans la continuité de l’approche mise en place par Mazières et al., nous avons fait usage d’une antenne électriquement courte, consistant en un simple câble coaxial dénudé placé dans l’enceinte et éloigné du plasma, pour caractériser le rayonnement GHz émis par un propulseur de Hall expérimental, le propulseur ID-Hall II [6]. Un schéma du dispositif expérimental et de la sonde utilisée sont présentés en Figure 2 et Figure 3. La longueur $l \sim 5$ mm de l’embout sensible de la sonde (l’âme dépassant du câble coaxial) a été choisie petite par rapport à la longueur d’onde correspondant à la fréquence maximale de 4 GHz atteignable par l’oscilloscope, i. e. $l \ll 7.5$ cm. En aval de la sonde, un DC-bloc est destiné à couper la composante continue du signal et à isoler les deux conducteurs du câble coaxial des parois de l’enceinte (mise à la terre), pour en faire une sonde flottante.

Ce dispositif permet de révéler les impulsions GHz attendues, illustrées en Figure 4, sur laquelle est superposé le courant de décharge I_d .

2.1 Première approche : moyennage global

L’exemple de signal tracé sur la Figure 4 laisse entrevoir le caractère vraisemblablement aléatoire de l’apparition et de l’amplitude de ces impulsions GHz. Quelle stratégie adopter alors pour les analyser ? Une première approche, celle développée par Mazières et al., peut consister à sélectionner les impulsions de plus grande amplitude par variation du *trigger* de l’oscilloscope, et à en calculer la moyenne dans le domaine temporel. En effet, on observe que, bien que chaque pulse individuel soit différent dans le domaine temporel, la moyenne temporelle d’un ensemble d’échantillons révèle une forme répétable pourvu que le nombre d’échantillons soit suffisamment grand (la limite basse étant autour de 500 échantillons). Un exemple de moyenne temporelle sur 512 de ces pulses et son spectre associé sont présentés à titre d’exemple en Figure 5.

Les spectres de tels signaux moyennés révèlent un contenu fréquentiel riche et intense des impulsions dans la gamme

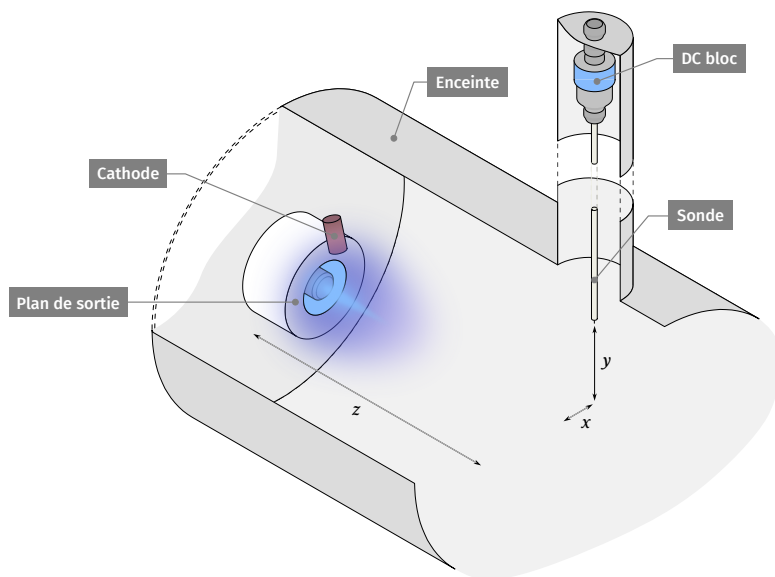


Figure 2 : Montage expérimental

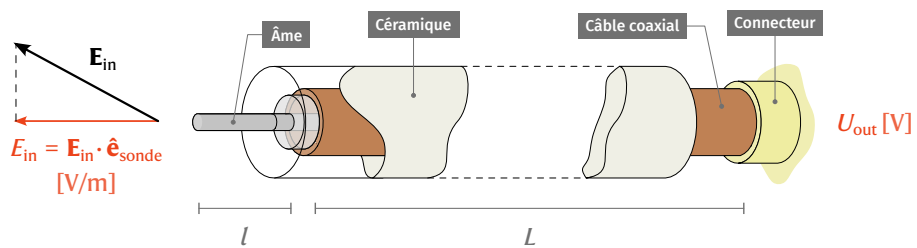


Figure 3 : Sonde

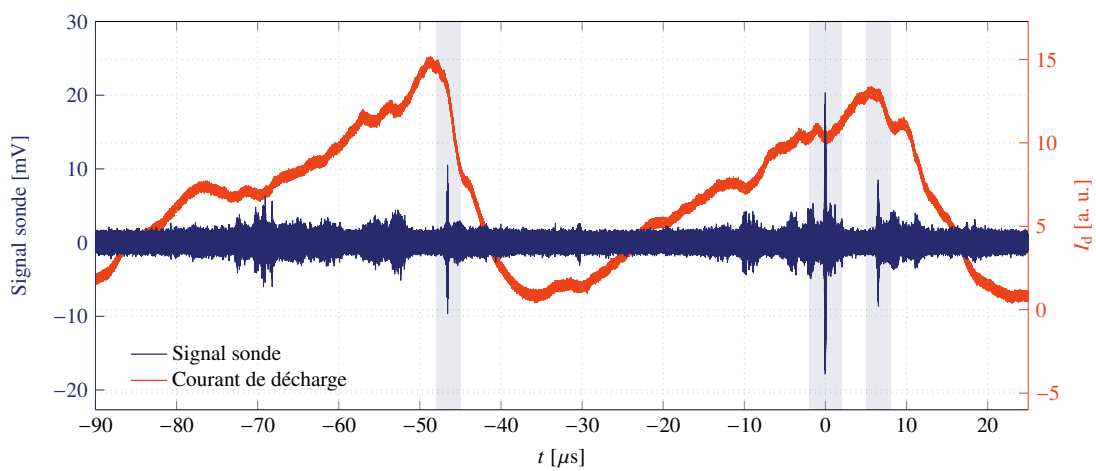


Figure 4 : Exemple de signal reçu par la sonde, après application d'un filtre passe-haut à la fréquence de coupure $f_c = 10 \text{ MHz}$ (bleu) et oscillations du courant de décharge au même instant (orange).

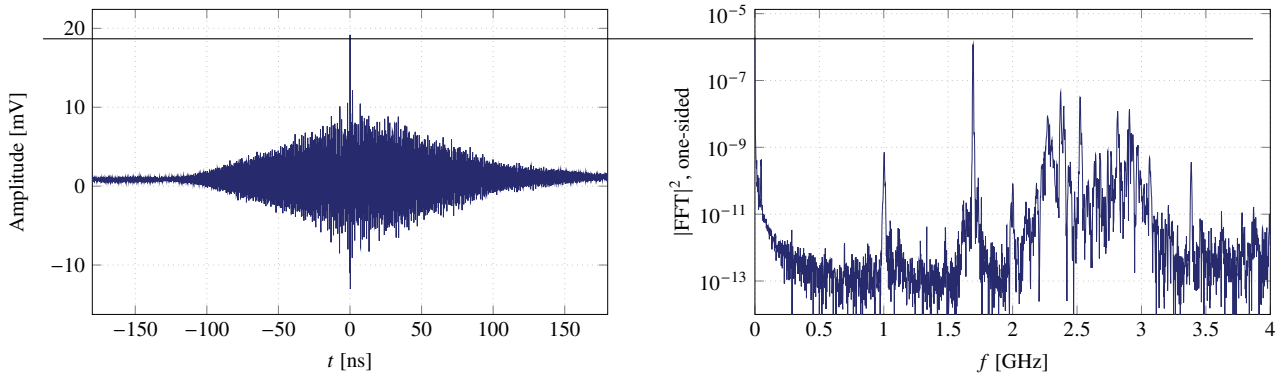


Figure 5 : Moyenne temporelle sur 512 impulsions obtenues pour les paramètres suivants : tension de décharge $U_d = 280$ V, débit de gaz à l'anode 6 sccm, débit de gaz à la cathode 3 sccm, et trigger de l'oscilloscope porté à 17 mV (gauche). À droite, spectre associé à cette moyenne temporelle.

[0, 4] GHz. Le tracé de ces spectres pour différents paramètres de décharge, comme la tension de décharge U_d , permet également de distinguer une variation globale du rayonnement GHz en fonction de différents régimes de fonctionnement du propulseur, de manière similaire aux résultats obtenus par Mazières et al..

Néanmoins, de possibles disparités entre ces impulsions peuvent être révélées en étudiant leurs caractéristiques individuellement plutôt que collectivement.

2.2 Deuxième approche : analyse individuelle et lien avec les oscillations de *Breathing Mode*

Une analyse individuelle des impulsions observées a ainsi été mise en place en enregistrant une série de 99 impulsions aux mêmes paramètres que ceux de la Figure 5 : tension de décharge $U_d = 280$ V, débit de gaz à l'anode 6 sccm, débit de gaz à la cathode 3 sccm, et *trigger* de l'oscilloscope à 17 mV. L'avantage de cette procédure, en plus d'avoir accès à chaque impulsion individuellement, est aussi de pouvoir à présent étudier leurs caractéristiques en relation avec le courant de décharge I_d , enregistré en parallèle. Si l'on observe les variations de ce courant de décharge sur l'exemple de la Figure 4, on remarque en effet que ce dernier oscille à une fréquence caractéristique d'une instabilité basse-fréquence connue, le *Breathing Mode* (voir Tableau 1).

On a ainsi tracé sur la Figure 6 la statistique d'apparition de ces impulsions relativement à la phase du *Breathing Mode* et à son amplitude (normalisée sur une oscillation). Ce résultat, bien qu'obtenu sur un nombre d'échantillons limité, révèle que l'apparition des pics GHz n'est pas indépendante du courant de décharge. Les impulsions se produisent préférentiellement à fort courant et à proximité (majoritairement après) le maximum.

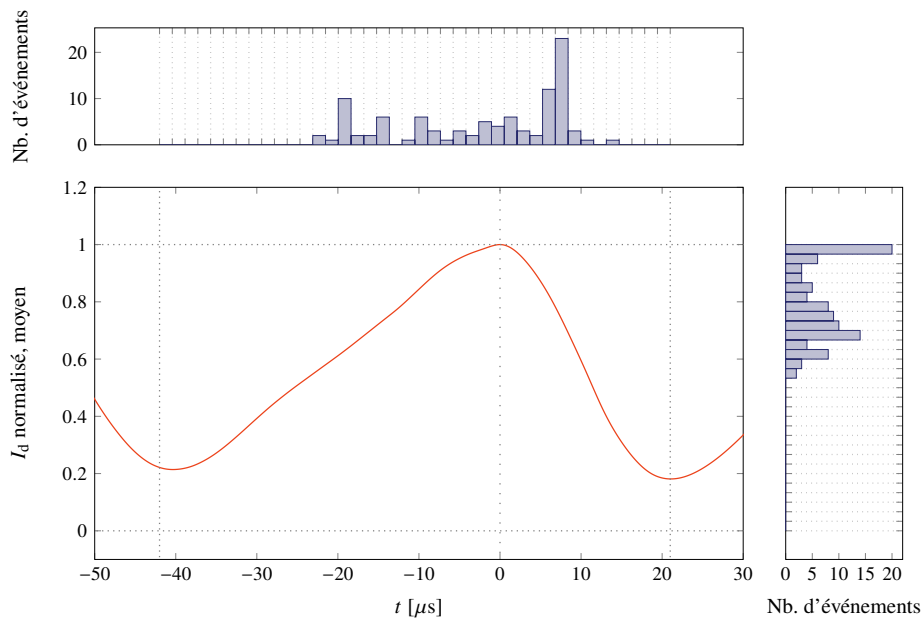


Figure 6 : Statistique d'apparition des pics relativement à la phase du *Breathing Mode* (haut) et à l'amplitude (normalisée) du courant de décharge I_d (droite)

Une observation plus intéressante encore provient de l'analyse du spectre de chaque impulsion, en relation avec ce courant de décharge. Une analyse manuelle du spectre de chaque impulsion révèle en effet une variation explicite du contenu fréquentiel de l'impulsion suivant que celle-ci se produise avant (front montant) ou après (front descendant) le maximum du *Breathing Mode*.

À titre d'exemple, on a tracé sur la Figure 7 trois impulsions s'étant produites sur front montant de *Breathing Mode* et leurs spectres respectifs. Le caractère quasi-monofréquence de chaque impulsion est frappant : une composante unique se distingue dans chaque spectre, à une fréquence que l'on notera f_U . Ce comportement est en fait valable **pour toute impulsion se produisant sur front montant de *Breathing Mode***. D'autre part, cette fréquence unique f_U semble ne prendre que des valeurs discrètes, dépendant de la valeur I_{pulse} du courant au moment de l'apparition de l'impulsion. La Figure 8 montre ainsi la distribution des couples (f_U, I_{pulse}) pour toutes les impulsions ayant eu lieu sur front montant. Les impulsions s'étant produites à fort courant se partagent autour des deux fréquences 2.27 et 2.37 GHz, tandis que le reste des impulsions a une fréquence centrée sur la valeur 1.69 GHz.

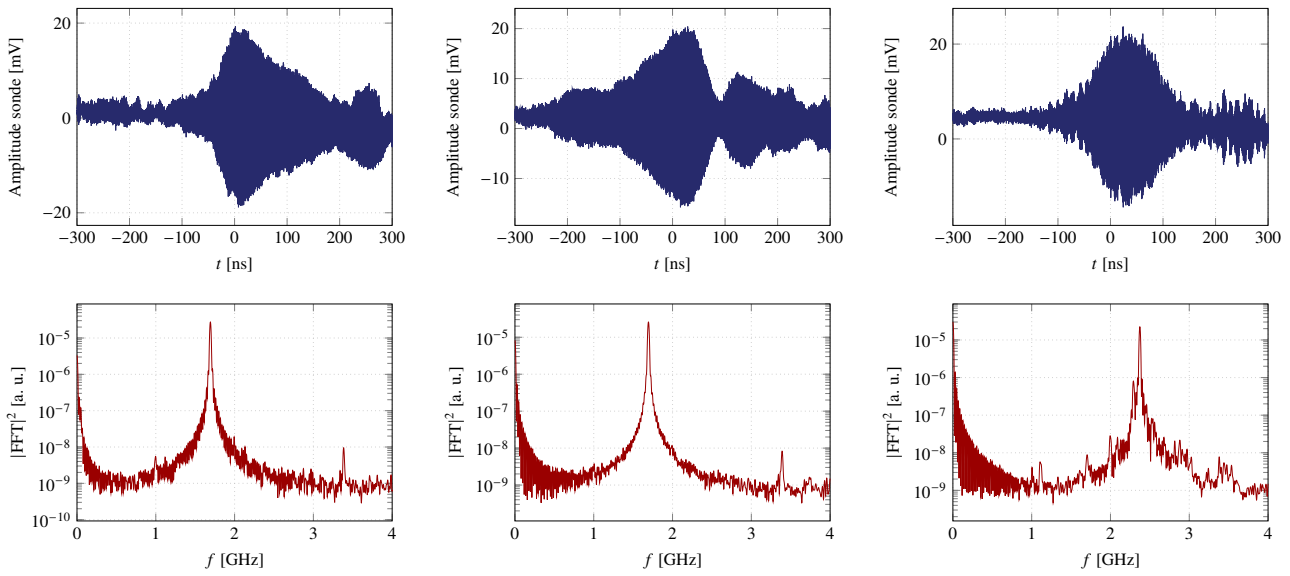


Figure 7 : Exemples d'impulsions apparues sur front montant de *Breathing Mode* et spectre associé.

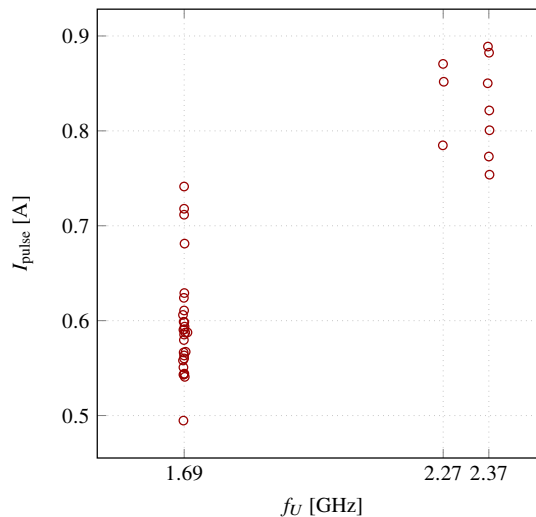


Figure 8 : Distribution des couples (f_U, I_{pulse}) pour toutes les impulsions ayant eu lieu sur front montant

De même, on a tracé sur la Figure 9 trois impulsions s'étant produites sur front descendant de *Breathing Mode* et leurs spectres respectifs. La différence avec les spectres obtenus sur front montant est nette. Les impulsions ont un contenu spectral riche entre 2 et 3 GHz. Cette observation se vérifie également sur l'ensemble des spectres obtenus sur front descendant. La moyenne de ces spectres est tracée en Figure 10. On y remarque la répartition fréquentielle en plusieurs composantes étroites.

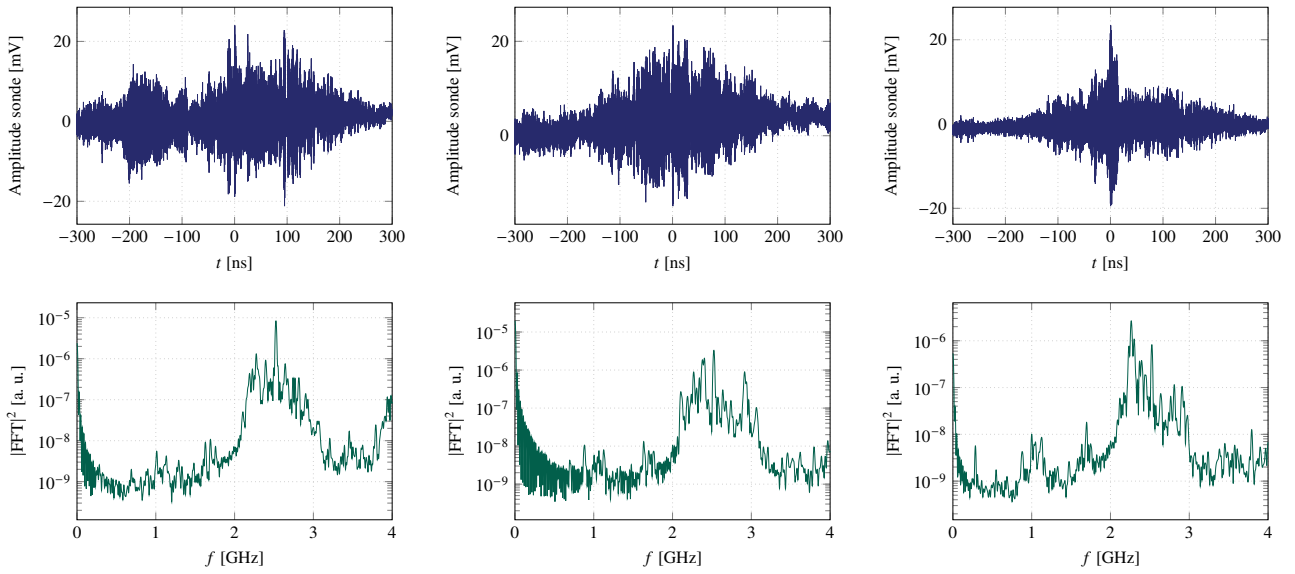


Figure 9 : Exemples d'impulsions apparues sur front descendant de Breathing Mode et spectre associé.

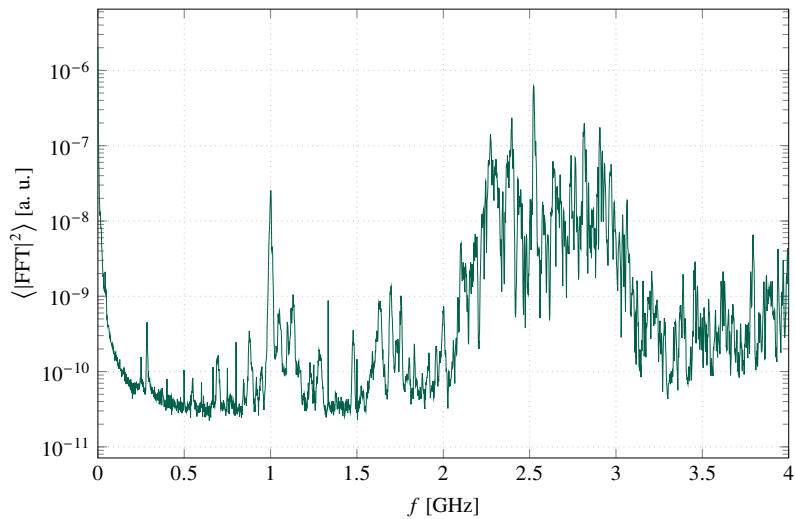


Figure 10 : Spectre moyen des impulsions apparues sur front descendant de Breathing Mode

2.3 Discussion sur l'effet de la cavité

La chambre à vide (métallique) dans laquelle les mesures sont réalisées constitue une cavité réverbérante. Le spectre du signal reçu par la sonde correspond donc théoriquement au spectre réel (en espace libre) multiplié dans le domaine fréquentiel par la fonction de transfert de la cavité. La répartition discrète des fréquences observée et de manière générale, le contenu spectral en composantes étroites correspondent donc possiblement à des fréquences de résonance de la cavité. Déterminer cette fonction de transfert est rendu difficile par le caractère instationnaire de l'émission GHz, et par le fait que son origine spatiale dans la cavité n'est pas connue avec précision. Néanmoins, des stratégies sont en cours d'élaboration pour évaluer la distortion potentielle du spectre des impulsions due à cet effet. La différence de comportement observée entre les impulsions apparaissant sur front montant ou descendant de *Breathing Mode* reste cependant bien valide, les intervalles spectraux séparant les pics de fréquence observés dans les spectres étant souvent plusieurs fois supérieurs aux intervalles spectraux entre deux résonances de la cavité.

3 Conclusion et perspectives

Ces travaux ont permis de mettre en évidence la dépendance de l'émission GHz pulsée des propulseurs de Hall avec le courant de décharge. Cette émission n'est donc pas aléatoire et les caractéristiques spectrales des impulsions de plus grande amplitude, notamment celles apparaissant sur front montant de *Breathing Mode*, sont un bon indice du mécanisme physique potentiellement à leur source.

Les facteurs empiriques évoqués dans la littérature comme influençant majoritairement cette émission sont le débit de gaz à la cathode et, dans un second temps, l'intensité et la topologie du champ magnétique. En ce sens, la poursuite de la caractérisation de cette émission GHz est en cours au LAPLACE en tirant profit du propulseur PPS Flex [7], à la configuration magnétique contrôlable. Les diagnostics existants destinés à sonder le champ électrique dans la cavité ont également été améliorés de manière à obtenir une localisation plus précise de la mesure, et complétés par une sonde telle qu'utilisée par Kirdyashev, visant à mesurer simultanément des fluctuations locales de densité électronique au sein du plasma. Ces travaux feront l'objet de futures communications.

Références bibliographiques

- [1] Choueiri, E. Y., "Plasma oscillations in Hall thrusters," *Physics of Plasmas*, Vol. 8, No. 4, 2001, pp. 1411–1426. <https://doi.org/10.1063/1.1354644>.
- [2] Kirdyashev, K. P., *Microwave Processes in Plasmadynamic Systems*, Energoatomizdat, Moscow, 1982.
- [3] Kirdyashev, K. P., "Anomalous transport of electrons in an electric discharge with transverse magnetic field," *Journal of Physics : Conference Series*, Vol. 2056, No. 1, 2021, p. 012050. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2056/1/012050>.
- [4] Beiting, E., Spektor, R., and Eapen, X., "Time-Domain Characteristics of 0.2 - 8 GHz Pulsed Emission from Hall Thrusters," *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit (American Institute of Aeronautics and Astronautics)*, 2010. <https://doi.org/10.2514/6.2010-6777>.
- [5] Mazières, V., Gaboriau, F., Guglielmi, A., Laquerbe, V., Pascaud, R., and Pascal, O., "Broadband (kHz–GHz) characterization of instabilities in Hall thruster inside a metallic vacuum chamber," *Physics of Plasmas*, Vol. 29, No. 7, 2022, p. 072107. <https://doi.org/10.1063/5.0090774>.
- [6] Dubois, L., Gaboriau, F., Liard, L., Harribey, D., Henaux, C., Garrigues, L., Hagelaar, G. J. H., Mazouffre, S., Boniface, C., and Boeuf, J. P., "ID-HALL, a new double stage Hall thruster design. I. Principle and hybrid model of ID-HALL," *Physics of Plasmas*, Vol. 25, No. 9, 2018, p. 093503. <https://doi.org/10.1063/1.5043354>.
- [7] Mazouffre, S., Garrigues, L., Henaux, C., Vilamot, R., Rossi, A., Harribey, D., Bourgeois, G., Vaudolon, J., and Zurbach, S., "Design and First Test Campaign Results with a New Flexible Magnetic Circuit for a Hall Thruster," *2013 IEPC : 33rd International Electric Propulsion Conference, Washington, USA*, Washington, United States, 2013. URL <https://hal.science/hal-03938051>.

Electron density profiles measurements by micro-wave reflectometry in front of a lower hybrid plasma heating system

A. Jamann¹, C. Bottereau¹, F. Clairet¹, C. Jammes¹

¹CEA, IRFM, F-13108 Saint Paul-lez-Durance, France

E-mail: antoine.jamann@cea.fr

micro-waves/micro-ondes - diagnostic - reflectometry/réflexométrie - rf heating/chauffage rf

Abstract. This work aims to carry out the challenging measurement of electron density in the vicinity of a tokamak heating system: the Lower Hybrid Current Drive (LHCD) launcher. Coupling efficiency of heating waves with the plasma requires a precise knowledge of edge electron density which can be provided by a frequency swept reflectometer embedded into the launcher. This micro-wave diagnostic operates in a manner analogous to radar, sending an electromagnetic wave into the plasma and receiving the same signal with a phase shift. An iterative method is used to retrieve electronic density from the acquired phase shifts. Special efforts are devoted to signal processing to minimize phase noise and the influence of various parasites on radial density profiles. The automation of this process allows for the reconstruction of profiles for an entire plasma discharge. A first attempt of heating wave coupling efficiency study is presented.

Résumé. Ce travail a pour but de mesurer la densité électronique à proximité d'un système de chauffage de tokamak: le chauffage à fréquence hybride basse générateur de courant (LHCD). L'efficacité du couplage des ondes de chauffage avec le plasma nécessite une connaissance précise de la densité électronique de bord, qui peut être fournie par un réflectomètre à balayage en fréquence. Ce diagnostic micro-onde fonctionne de manière analogue à un radar, émettant une onde électromagnétique dans le plasma et recevant le même signal avec un décalage de phase. Une méthode itérative est utilisée pour calculer la densité électronique à partir des décalages de phase acquis. Des efforts particuliers sont consacrés au traitement du signal afin de minimiser le bruit de phase et l'influence de divers parasites sur les profils de densité radiale. L'automatisation du traitement permet la reconstruction des profils de densité pour l'entièreté d'une décharge plasma. Une première analyse de l'efficacité du couplage des ondes de chauffage avec le plasma est proposée.

1 Introduction

A tokamak is a magnetic confinement fusion device which aims to generate electricity from fusion reactions. To achieve this goal, the plasma contained inside the tokamak must be heated to extremely high temperatures. The ITER project aims to demonstrate that a tokamak can produce more energy than it consumes. While awaiting the completion of its construction, the french tokamak WEST (tungsten (W) Environment in Steady-state Tokamak) supports its successor notably by testing plasma facing components. Thanks to its superconducting coils and special radio frequency heating systems, WEST has the capability of conducting long plasma discharges, allowing to reach constraints on material comparable to what is expected for ITER.

Indeed, electromagnetic waves can be employed both to heat the plasma up to fusion temperatures, and to drive current allowing plasma sustainment. On WEST, this is done by the Lower Hybrid Current Drive (LHCD or simply LH) heating system. Section 2 gives an overview of its operation principle and its setup. In a nutshell, the power coupling efficiency of the LH launcher is highly dependent on the electron density in its vicinity, accurate measurements of this quantity are thus required.

On the other hand, frequency swept reflectometry is well known for its capability of providing electronic density profile measurements with both high spatial and temporal resolution. This active diagnostic is based on plasma-wave interaction and operates in the micro-wave range quite similarly to a radar. Section 3 provides further explanations about the reflectometry principle. It also describes the characteristics of the reflectometer.

The measurements are quite challenging due to low S/n ratio and require specific signal processing techniques. This is highlighted in section 4 accompanied with experimental results. Finally, the automation of the process allows first LH coupling efficiency studies which are presented in section 5.

2 Lower Hybrid Heating and Current Drive

In a tokamak, external heating systems are used to counterbalance energy losses. The most commonly used heating systems relies on electromagnetic waves created outside the reactor and directed toward the plasma. With well chosen frequencies and polarizations, the energy from the waves can be transferred to the charged particles of the plasma.

The LH launcher is one of the wave heating system technologies. Initially, its purpose was to send "slow waves" of few GHz frequencies to the plasma in order to heat ions. The advantage is that a $\sim 3.7 GHz$ frequency corresponds to centimeter wavelength so energy can be launched by means of waveguides operating in their fundamental mode. To achieve this goal, the wave has to encounter the so-called lower hybrid resonance during its path through the plasma. However, as it is very challenging for this resonance to occur in the plasma and to control its location, this first idea of the LH waves function has been discarded. LH launchers actually found more success in coupling to electrons at low density via Landau damping. A Landau-damped wave does not affect all electrons, but only those within a certain velocity range around the phase velocity of the wave were electrons get trapped. Since, in a Maxwellian distribution (MHD approximation), there are more slow electrons than fast electrons, the wave accelerates more electrons than it decelerates. As a result, the wave transfers energy to the electrons, leading to its damping. If the launcher is designed to send more power to one side than the other, it becomes possible to generate a non-inductive current. Thus, the LH current is due to an asymmetric deformation of the electron velocity distribution function [1].

In summary, generating a non-inductive current in this manner involves transmitting a high-power directional wave into the plasma. The wave is absorbed, accelerating electrons parallel to the field lines. It will generate the required current for confinement. However, collisions will gradually remove the distortion of the distribution function, leading to the attenuation of the current. Therefore, due to collisions, it is necessary to continuously sustain this distribution function distortion by continually injecting waves into the plasma.

The lower hybrid wave becomes evanescent as it reaches the plasma's outer edge, necessitating the positioning of the lower hybrid launcher in close proximity to the plasma. After that the slow wave successfully tunnels through the evanescent layer at the plasma edge, it must propagate freely toward the plasma center. Nevertheless, under some specific conditions (referred to as the *Stix-Golant accessibility condition*) an interaction occurs between the slow wave and the fast wave between the plasma's cut-off point and its center. This interaction leads to a conversion from the slow wave to the fast wave, resulting in the reflection of energy [2]. Consequently, an important parameter for assessing coupling efficiency is the fraction of reflected power. This fraction can also be expressed as a percentage of the injected power and is sometimes referred to as coupling resistivity or simply as the reflection coefficient (RC). Several historical lower hybrid coupling efficiency studies have been conducted showing its high dependence on the edge electron density and density gradient [3], [4]. It has been proven that only the first few millimeters of the edge plasma matters for coupling efficiency.

On WEST, the LHCD system stands as an indispensable tool, vital for the realization of long pulse operation objectives. It is composed of distinct launchers which provides in total a maximum power of 7 MW [5]. These launchers are actively cooled and equipped with carbon protection limiters, fortified with tungsten coating. Moreover, both launcher offer radial mobility within a few centimeters. The LH launcher studied in this work is known to has optimal coupling conditions when the edge electron density is about $n_c = 2 - 3 \times 1.7 \times 10^{17} m^{-3}$ [6]. To optimize wave coupling, both launchers are outfitted with localized gas injection systems and various diagnostic tools including our reflectometer.

3 Reflectometry principle and experimental setup

A reflectometer consists in sending an electromagnetic wave towards the plasma. The interaction between the wave and the plasma occurs based on their respective characteristics, ultimately resulting in the reflection of the wave. Specifically, a certain plasma behaves as a mirror for a wave with a frequency corresponding to particular threshold value called the cut-off frequency.

The mathematical framework capable of describing this behavior combines electromagnetic wave equations (Maxwell's equations) with plasma equations (electron equation of motion). The outcome of this combination

is known as "the wave equation" which writes,

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \vec{E} - \vec{J} \times \omega_{ce} \vec{e}_z \quad (1)$$

with the electron plasma frequency $\omega_{pe} = (e^2 n_e / \varepsilon_0 m_e)^{1/2}$ and the electron cyclotron frequency $\omega_{ce} = e \vec{B}_0 / m_e$.

The reflectometry framework consists in several assumptions: stationary plasma, ions considered at rest, non-relativistic electrons and monochromatic probing wave.

From equation (1) one can easily distinguish two cases, if the current induced by the wave is parallel to the local external magnetic field \vec{B}_0 , electrons are not influenced by the Laplace force $\vec{j} \times \vec{B}_0$; on the contrary, if the current is perpendicular to the external magnetic field, electrons are influenced by the Laplace force and the magnetic field matters. As a result, two polarization modes exist, the O-mode where $\vec{E} \parallel \vec{B}_0$ and the X-mode with $\vec{E} \perp \vec{B}_0$. X-mode polarization offers the possibility to measure the very edge electronic density [7]. In this context, the frequency at which the wave gets reflected by the plasma equals,

$$F_{cut-off} = \frac{\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}}{4\pi} \quad (2)$$

In consequence, one cut-off frequency corresponds to one electronic density. Moreover, the longer is the wave path through the plasma, the larger its phase shift. Thus, sweeping the wave's frequency is equivalent to probe deeper into the plasma. Finally, the electronic density is computed from the phase of the reflected signal using the Bottollier-Curtet algorithm [8].

This section presents the currently LH reflectometer installed on WEST. For reasons discussed in the above, we use X-mode polarized waves ranging from 75 GHz to 110 GHz (W-band). The reflectometer's waveguides are embedded between the two rows of the LHCD launcher and are left opened on the plasma side, so they are used as reception and emission antennas (see figure 1). Thus, electron density is measured radially in the azimuthal plane of the low field side of the tokamak. An heterodyne detection system provides good S/n and discriminates phase from amplitude of the reflected signal [9].

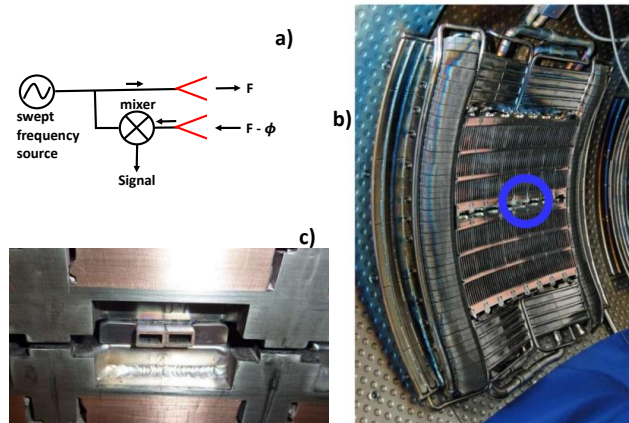


Figure 1: a) simplified reflectometer system. b) LH launcher with a blue circle indicating the reflectometer open waveguides. c) open waveguides embedded between two LH launcher rows.

4 Signal processing technique

Several reasons are responsible for the degradation of the S/n ratio of the LH reflectometer signal, making it particularly difficult to process. Among these reasons are the fact that LH reflectometer antennas are extremely close to the plasma and are located in a metallic environment. These factors combined tend to enhance signal parasites generation. Consequently, a special signal processing technique has been developed to deal with very noisy signals.

Once the reflected signal $s(t) = A(t) e^{i\phi(t)}$ is acquired, there are two ways of extracting the phase evolution in function of the probing frequency. The first consists in simply computing the phase as $\phi(t) = \arg[s(t)]$, and then the "instantaneous" beating frequencies $F_b = d\phi(t)/2\pi dt$. The second is done by applying sliding Fast Fourier Transforms (FFTs) on the signal. The advantage of this method is that it provides a full picture of every signal component by averaging on a moving window. The signal evolution is thus represented by a spectrogram, useful to discard signal components corresponding to parasites. From the spectrogram, it is possible to extract beating frequencies taking the amplitude maxima.

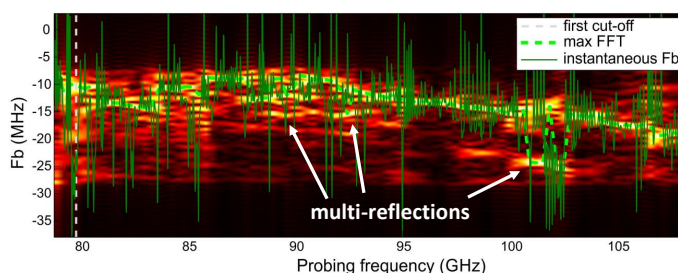


Figure 2: Spectrogram obtained from sliding FFTs. It presents the signal evolution with all frequency components including parasites.

Figure 2 is an example of a spectrogram which exhibits parasitic frequencies of significant amplitudes. When these parasites have beating frequencies quite distant from the useful signal, they can be easily eliminated by employing a pass-band filter. However, when parasites are very close; since the useful signal's beating frequencies often vary a lot in function of probing frequency, the use of pass-band filters could result in cutting out the useful signal. These parasites, occurring at frequencies close to the useful signal, are frequently induced by multi-reflections. Indeed, it is common for a part of the probing wave to not be reflected only once by the plasma, but rather to bounce multiple times between the cut-off layer and the LH launcher/walls before reaching the reception waveguide [10]. As a result, for a given probing frequency, F_b values will be too high (in absolute value), as it corresponds to a wave that has traveled for a longer time into the plasma.

The special processing technique uses both F_b from FFT's maxima and instantaneous F_b and is able to remove most of the anomalous points corresponding to multi-reflections. Then, it employs a sliding filter which allows for the removal of remaining parasites and a slight reduction in noise. The corrected phase of the reflected signal can finally be extracted and fed into the Bottollier-Curtet algorithm to retrieve electronic density. Figure 3 shows density profiles obtained at one time of an ohmic discharge. The profile resulting from the complete signal processing technique (blue) is in good agreement with the standard edge reflectometer [11] which is used as a reference. In fact, this reflectometer is away by 1.5 m from the plasma and do not suffer from multi-reflection echoes. On the contrary, the non-treated density profile (green) exhibits erroneously low densities. As discussed previously, this is due to the influence of multi-reflections on F_b .

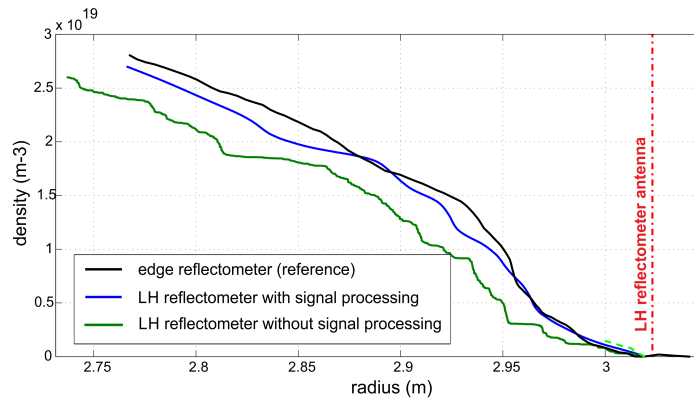


Figure 3: One electronic density profile obtained during an ohmic discharge. The black curve corresponds to edge reflectometer used as a density profile reference. The green curve results from the LH reflectometer data without specific signal processing while the blue one is obtained with the complete treatment.

5 Preliminary results and study of the LH coupling efficiency

Special endeavors have been dedicated to the automation of the full signal treatment and reconstruction process. Density profiles can now be routinely computed for complete plasma discharges which should allow to start LH coupling efficiency studies. First results show clearly the increase of electronic density due to the injection of LH power (see figure 4).

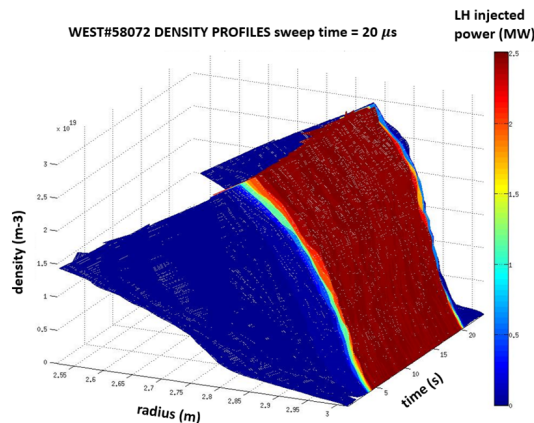


Figure 4: Electronic density profiles in function of time and radius reconstructed for a complete discharge. Time resolution equals 64ms.

However, it has also been observed that phase noise is increased when LH power is injected. On figure 5, it is clear that the density measured by the LH reflectometer fluctuates much more during LH phase than during ohmic phase. Moreover, fluctuations are much more important just in front of the LH launcher than at higher distance. For this shot, LH launcher is located at $r = 3.015\text{ m}$. Density at 1.5 cm from the antenna (green curve) is very noisy when LH injected power reaches 1 MW . From 20 cm away from the antenna (purple curve) the noise is considerably reduced. This phenomena is likely due to the increase of the density fluctuations towards the plasma edge.

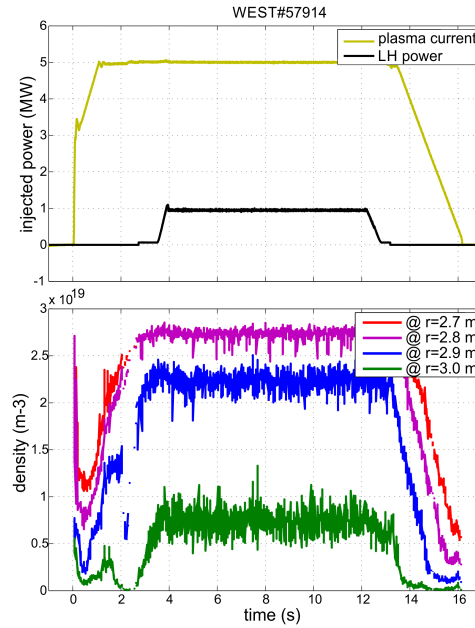


Figure 5: Fluctuating measured electronic density during LH power injection.

The following study presents a rather poor shot conducted with difficulty to couple LH injected power to the plasma. As illustrated in the first graph of figure 6, the reflection coefficients RCs are excessively high during the LH heating phase, averaging 13.3% which indicates a poor coupling efficiency. Therefore, the objective of this study is to investigate the factors influencing the RCs.

During the slow and anomalous LH power ramp-up, RCs are unsatisfactory yet remain stable at approximately 20%. Such elevated RCs are elucidated by M. Preynas [6] to stem from a density in front of the launcher that is lower than $n_c \sim 1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$. This is consistent with our measurements: the second graph in figure 6 depicts an iso-density curve of $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ positioned a few millimeters away from the launcher. When this iso-density curve eventually reaches the launcher (3.4s), RCs decrease to acceptable values $\leq 4\%$. This moment also coincides with the peak of injected power which is actually the parameter that governs the dynamic of this study. Shortly after 3.5 s, the opposite phenomenon occurs: LH power decreases, and RCs rise to a plateau of approximately 40%. Additionally, the plasma experiences a minor detachment, resulting in a decrease in edge density. Notably, the iso-density curve for $n_e = 5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ shifts by 1.5 cm from its previous location, creating a separation of 2 cm from the antenna.

So when injected power is increased, density increases, leading to a reduction of reflected power and reflected power fraction. Nonetheless, let us remind that $RC = P_{reflected}/P_{injected}$. The injected power appears in the RC formula such that, if it increases, it will directly leads to a decrease of RC. Thus this double influence on RCs makes the density variation contribution to RCs difficult to quantify.

Determining the specific contribution of each factor is challenging, necessitating the need for statistical studies to delve deeper into the matter. Additionally, the temporal resolution of our measurements is relatively low for the phenomena under study. This should be improved in upcoming experimental campaigns.

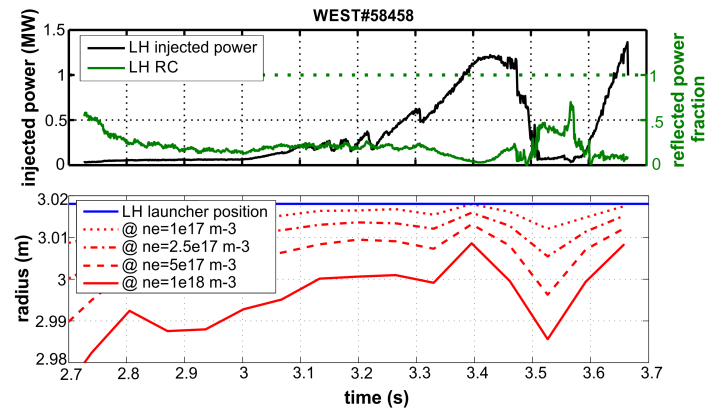


Figure 6: LH summary, LH reflectometer iso-density curves. LH launcher is located at $r = 3.018 \text{ m}$.

6 Discussion and perspectives

This work presented a plasma diagnostic based on electromagnetic wave which aims to study the efficiency of an other wave for plasma device, the LH heating system.

A reflectometer sends a wave at a given frequency, it propagates into the plasma until it gets reflected by a cut-off layer with a specific electron density. A higher frequency leads to the wave being reflected by a higher density (i.e, deeper in the plasma). Considering that its phase varies along its path through the plasma, frequency sweeping allows access to different cut-off layers and thus enables probing deeper into the plasma.

Most of the efforts were allocated to the development of a signal processing code allowing to compute radial density profiles from acquired phases. Particularly, the most significant challenge was to find a process capable of handling a low S/n ratio and extract the relevant phase. Several factors contribute to this diminished signal quality, such as the injected wave power, the complex environment surrounding the LH launcher, supra-thermal electron generation [12], and multi-reflections. The latter is the biggest issue on this reflectometer, it greatly influences density profiles by lowering density.

Nonetheless, the accuracy of the finally reconstructed density profiles was verified through comparison with profiles from another reflectometer. Furthermore, the processing has been automated, enabling the generation of profiles for complete plasma discharges. Further progress are required to allow proper studies of the LH plasma-wave coupling efficiency, namely the reflectometer time resolution has to be improved. Additionally, ongoing modelling efforts are devoted to better understand the cut-off layer physics in order to improve reflectometry measurements precision [10].

For future works it would be interesting to compare the LH reflectometer profiles with simulations. Specifically, the density as function of reflection coefficients could be benchmarked using the linear coupling code [13] or the full-wave modeling of the non-linear coupling [6].

References

- [1] C. F. F. Karney and N. J. Fisch, "Numerical studies of current generation by radio-frequency traveling waves," *The Physics of Fluids*, vol. 22, pp. 1817–1824, 09 1979.
- [2] T. Stix, *Waves in Plasmas*. Waves in Plasmas, American Institute of Physics, 1992.
- [3] M. Brambilla, "Waveguide launching of lower hybrid waves," *Nuclear Fusion*, vol. 19, p. 1343, oct 1979.
- [4] J. Stevens, M. Ono, R. Horton, and J. Wilson, "Edge density profile effects for lower hybrid waveguide coupling," *Nuclear Fusion*, vol. 21, p. 1259, oct 1981.
- [5] L. Delpech, J. Achard, A. Armitano, G. Berger-By, A. Ekedahl, L. Gargiulo, M. Goniche, D. Guilhem, P. Hertout, J. Hillairet, R. Magne, P. Mollard, P. Piluso, S. Poli, M. Prou, A. Saille, and F. Samaille,

- “Evolution of the tore supra lower hybrid current drive system for west,” *Fusion Engineering and Design*, vol. 96-97, pp. 452–457, 2015. Proceedings of the 28th Symposium On Fusion Technology (SOFT-28).
- [6] M. Preynas, M. Goniche, J. Hillairet, X. Litaudon, A. Ekedahl, and L. Colas, “Experimental characterization and modelling of non-linear coupling of the lower hybrid current drive power on tore supra,” *Nuclear Fusion*, vol. 53, p. 013012, jan 2013.
- [7] F. Clairet, C. Bottereau, J. M. Chareau, M. Paume, and R. Sabot, “Edge density profile measurements by x-mode reflectometry on tore supra,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 43, p. 429, apr 2001.
- [8] H. Bottollier-Curtet, *Réflexométrie hyperfréquence pour la détermination de la densité électronique du tokamak Pétula*. PhD thesis, Université de Paris XI, 1986.
- [9] R. Sabot, C. Bottereau, J.-M. Chareau, F. Clairet, and M. Paume, “Single sideband modulator, a key component of Tore-Supra heterodyne reflectometers,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, pp. 2656–2659, 07 2004.
- [10] F. da Silva, S. Heurax, E. Ricardo, P. Quental, and J. Ferreira, “Assessment of the measurement performance of the in-vessel system of gap 6 of the ITER plasma position reflectometer using a finite-difference time-domain Maxwell full-wave code,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 87, p. 11E727, 09 2016.
- [11] F. Clairet, C. Bottereau, A. Medvedeva, D. Molina, G. D. Conway, A. Silva, U. Stroth, A. U. Team, T. S. Team, and E. M. Team, “1 μ s broadband frequency sweeping reflectometry for plasma density and fluctuation profile measurements,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 88, p. 113506, 11 2017.
- [12] L. Valade, *Modélisation de l’accélération d’électrons au voisinage des antennes lower-hybrid*. PhD thesis, Université d’Aix-Marseille, 2023.
- [13] J. Hillairet, D. Voyer, A. Ekedahl, M. Goniche, M. Kazda, O. Meneghini, D. Milanesio, and M. Preynas, “Aloha: an advanced lower hybrid antenna coupling code,” *Nuclear Fusion*, vol. 50, p. 125010, nov 2010.

Etude de la focalisation par retournement temporel pour le claquage de plasmas : influence de la répétition et de la durée d'impulsion

P. DUSSOLLIET-BERTHOD^{1,2}, J. SOKOLOFF², O. ROUZAUD¹, O. PASCAL², M. ORAIN¹

¹ONERA/DMPE, Université de Toulouse, F-31055 Toulouse, France, pierre.dussolliet-berthod@onera.fr

²LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France, dussolliet@laplace.univ-tlse.fr

Mots clés : Retournement temporel, micro-ondes, plasma, allumage

Keywords : Time reversal, microwaves, plasma, ignition

Résumé/Abstract

Les travaux présentés ici s'inscrivent dans le cadre du développement d'un nouveau système d'allumage d'une chambre de combustion à l'aide de plasmas contrôlés par des micro-ondes focalisées par retournement temporel (RT). Les expériences menées précédemment dans le cadre de ce projet montrent qu'il est nécessaire d'envoyer plusieurs impulsions successives de courte durée ou une impulsion de longue durée pour générer un plasma. Dans cet article, nous étudions l'impact de l'envoi répété d'impulsions et de la durée de l'impulsion sur la qualité de focalisation spatiale et temporelle du retournement temporel. Les résultats préliminaires obtenus montrent que dans les deux cas la focalisation est dégradée.

The work presented here is part of a broader project whose goal is to develop a new ignition system for combustion chambers based on a plasma generated by microwaves focused by time-reversal. Previous work showed that it is necessary to use multiple short pulses or pulses of longer duration in order to generate a plasma. In this article, we study the impact of the use of multiple pulses and of the length of the pulses on the quality of the spatial and temporal focalization. Preliminary results show a degradation of the focalization.

1 Introduction

Pour allumer un mélange air/carburant, il est nécessaire d'apporter une quantité d'énergie initiale. Récemment, il a été montré en laboratoire que cet apport d'énergie pouvait être réalisé via un plasma généré à l'aide de micro-ondes focalisées par retournement temporel [1]. L'utilisation d'une unique impulsion de courte durée (8ns) focalisée par retournement temporel n'ayant pas permis de claquer un plasma, plusieurs impulsions successives (entre 4 et 7) de plus longue durée (environ 200ns chacune) ont été utilisées. Une dégradation de la qualité de la focalisation semble alors avoir été observée, mais n'a pas été étudiée plus en détail. Il apparaît cependant nécessaire d'étudier cette dégradation puisqu'elle peut avoir plusieurs conséquences indésirables. Premièrement, une partie non négligeable de l'énergie injectée peut ne pas être utilisée pour le claquage du plasma et il faut alors utiliser une source micro-onde de puissance plus élevée. Deuxièmement, lorsque la focalisation est trop détériorée, il devient difficile de contrôler le point et l'instant de refocalisation des micro-ondes. Un plasma peut alors éventuellement apparaître à un autre endroit de la cavité. Cette situation serait particulièrement problématique dans le cadre d'un système d'allumage, puisqu'elle pourrait conduire à un non-allumage (par exemple si le claquage a lieu là où il n'y a pas de carburant) ou à allumer le carburant à un endroit non désiré. Dans cet article, nous proposons donc de nous intéresser à ce phénomène de dégradation de la focalisation lors de l'utilisation de plusieurs impulsions ou d'une unique impulsion de plus longue durée par une approche couplant mesures expérimentales et calculs numériques.

2 Dispositif expérimental

Les travaux présentés ici reposent sur l'utilisation du retournement temporel monovoie en cavité réverbérante, principe d'abord introduit par Draeger & al. [2] en acoustique, puis ensuite transposé aux ondes électromagnétiques par Lerosey & al. [3]. A cette fin, nous disposons d'une cavité électromagnétique de grandes dimensions en cuivre (Figure 1) déjà utilisée dans le cadre des travaux de B. Fragge & al. [4]. Une antenne de puissance permet d'injecter les micro-ondes dans la cavité et plusieurs monopôles de petite taille devant la longueur d'onde peuvent être utilisés comme cibles pour la focalisation par retournement temporel. Un accès sur la paroi supérieure permet d'introduire

une sonde non-intrusive *enprobe EFS-105* dans la cavité afin de mesurer le champ électrique en divers points situés sur une droite d'axe vertical \vec{z} . Pour finir, une chaîne de génération de signaux RF constituée d'un générateur de signaux arbitraires et d'un amplificateur de puissance permet de générer les signaux de retournement temporel à injecter dans la cavité. La plage de fréquences utilisée est centrée sur $f_c = 2,4GHz$, mais il est possible d'utiliser des fréquences plus élevées si besoin.

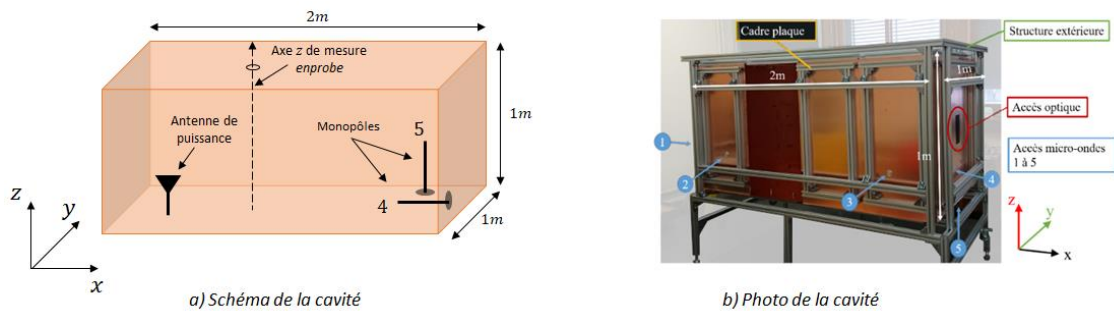


Figure 1: Cavité microonde utilisée pour les expériences d'allumage par retournement temporel

3 Etude préliminaire de la focalisation

Avant d'étudier la focalisation de manière plus détaillée, nous commençons par vérifier la capacité à focaliser spatialement et temporellement dans notre cavité réverbérante à l'aide d'une configuration simplifiée. Cette configuration comprend l'antenne de puissance et deux monopôles (numérotés 4 et 5) servant de cibles pour le retournement temporel (voir Figure 1a).

3.1 Méthode

La première étape consiste à mesurer la fonction de transfert $H_k(f)$ entre l'antenne de puissance P et chacun des monopôles. Le signal $R_{i,j}(f)$ obtenu après retournement temporel sur le monopôle j lorsque l'on cherche à focaliser sur le monopôle i est ensuite calculé numériquement dans le domaine fréquentiel via la formule :

$$R_{j,i}(f) = H_j(f) \cdot H_i(f)^* \cdot E(f)^* \quad (1)$$

avec $E(f)$ la forme de l'impulsion initiale et $H_i(f)^*$ le conjugué de $H_i(f)$. Cela permet notamment la comparaison entre l'amplitude du signal $R_{i,i}$ reçu au point de focalisation et l'amplitude du signal $R_{j,i}$ reçu en un autre point. Si besoin, une transformée de Fourier inverse permet de passer du domaine fréquentiel au domaine temporel et obtenir le signal $r_{j,i}(t)$ reçu sur le monopôle j en fonction du temps. Le calcul du signal après retournement temporel étant effectué de manière numérique, il est possible de faire varier l'impulsion initiale $E(f)$, que ce soit en terme de durée, de nombre de répétitions, de fréquence de la porteuse ou de tout autre paramètre caractérisant l'impulsion, sans avoir à effectuer d'autres mesures. Dans la suite nous nous intéresserons en particulier à l'influence de la durée de l'impulsion et à l'influence du nombre d'impulsions successives.

3.2 Résultats

Dans un premier temps, nous cherchons à focaliser sur l'antenne 4. L'antenne 5 sert quant à elle à évaluer le signal reçu à un autre point de la cavité. Les résultats de ces calculs (voir Figure 2) montrent que, pour une impulsion de courte durée (8ns), nous sommes capables d'obtenir une bonne focalisation en temps et en espace. En effet, nous constatons sur la Figure 2b que le pic de retournement temporel est de courte durée et que le bruit est de faible niveau par rapport au pic. La focalisation spatiale semble bonne, elle aussi, puisqu'il n'y a pas de pic de focalisation sur l'antenne 5 (Figure 2c). Après ce premier calcul, nous nous intéressons à la qualité de la focalisation pour une impulsion initiale de plus longue durée, ici 100ns (deuxième ligne de la Figure 2). Dans ce cas, la focalisation temporelle s'est dégradée puisque le rapport entre l'amplitude du pic et le bruit est plus faible qu'avant (Figure 2e). La focalisation spatiale s'est aussi dégradée puisque l'amplitude relative du signal reçu sur l'antenne 5 (Figure 2f) est elle aussi plus importante qu'avant.

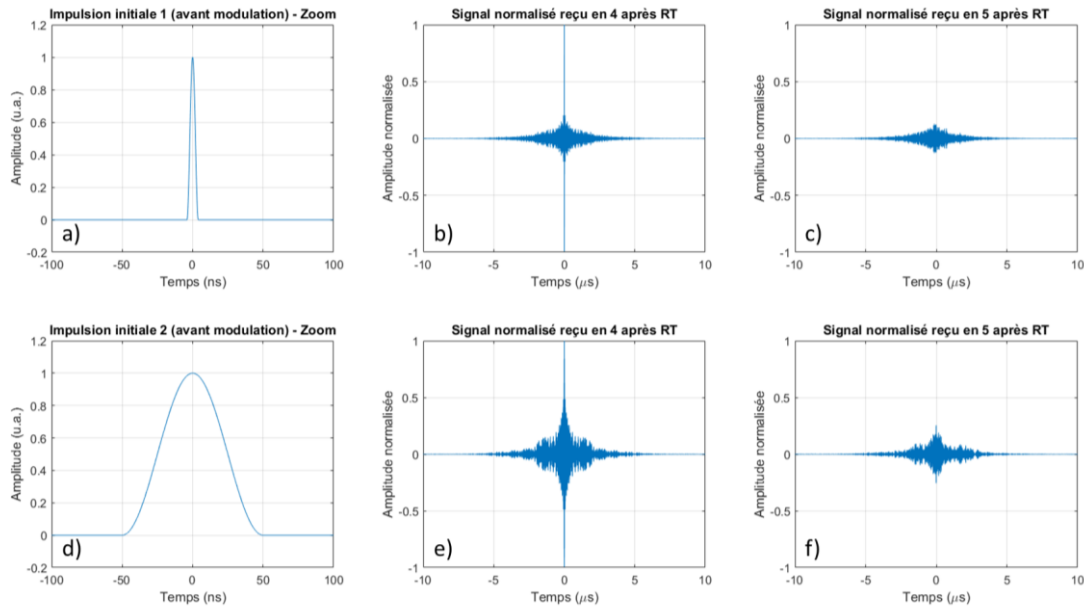


Figure 2: Résultats de calculs de retournement temporel

Une autre méthode permettant d'apporter une quantité d'énergie suffisante pour claquer un plasma consiste à générer plusieurs pics successifs de courte durée par retournement temporel. Cette deuxième méthode conduit elle aussi à une dégradation de la focalisation, comme cela sera montré dans la partie suivante.

4 Etude de la focalisation spatiale et temporelle

Dans la partie précédente, nous avons obtenu quelques résultats préliminaires quant à l'évolution de la qualité de la focalisation spatiale et temporelle en fonction de la durée de l'impulsion initiale. Cependant, le nombre réduit de monopôles (deux) et leur espacement (environ 30cm) limite grandement l'étude de la focalisation spatiale. Dans cette partie, nous répétons donc la même étude, mais pour un plus grand nombre de points.

4.1 Méthode

Afin d'évaluer la fonction de transfert entre l'antenne de puissance et plusieurs points de la cavité, nous utilisons cette fois-ci une sonde non-intrusive *enprobe EFS-105*. Celle-ci permet de réaliser un balayage de la cavité selon une droite d'axe \vec{z} (voir Figure 1a) et, ainsi, de déterminer les fonctions de transfert $H_k(f)$ pour un ensemble de points z_k , ici espacés de 2cm. Comme précédemment, le signal reçu au point z_j lorsque l'on cherche à focaliser sur le point z_i est déterminé numériquement par l'équation (1) : $R_{j,i}(f) = H_j(f) \cdot H_i(f)^* \cdot E(f)^*$.

4.2 Durée de l'impulsion

En premier lieu, nous nous intéressons à l'influence de la longueur de l'impulsion sur la focalisation spatiale et la focalisation temporelle. Pour cela, nous choisissons des impulsions de durées 10ns, 100ns et 1000ns, puis nous évaluons, de manière numérique, le signal reçu en différentes positions sur la ligne de mesure lorsque l'on cherche à focaliser en un point donné (ici $z = 30cm$). Les résultats sont donnés sur la Figure 3.

Notes : Les traits pointillés gris sur les lignes 1 et 3 de la Figure 3 indiquent la position ciblée et l'instant de refocalisation attendu t_{rt} (ici choisi tel que $t_{rt} = 0$). Les échelles de temps de la ligne 1 sont différentes de celles de la ligne 2. Les graphes des lignes 2 et 3 sont normalisés par rapport au maximum du signal obtenu pour l'impulsion de référence (impulsion de durée 10ns).

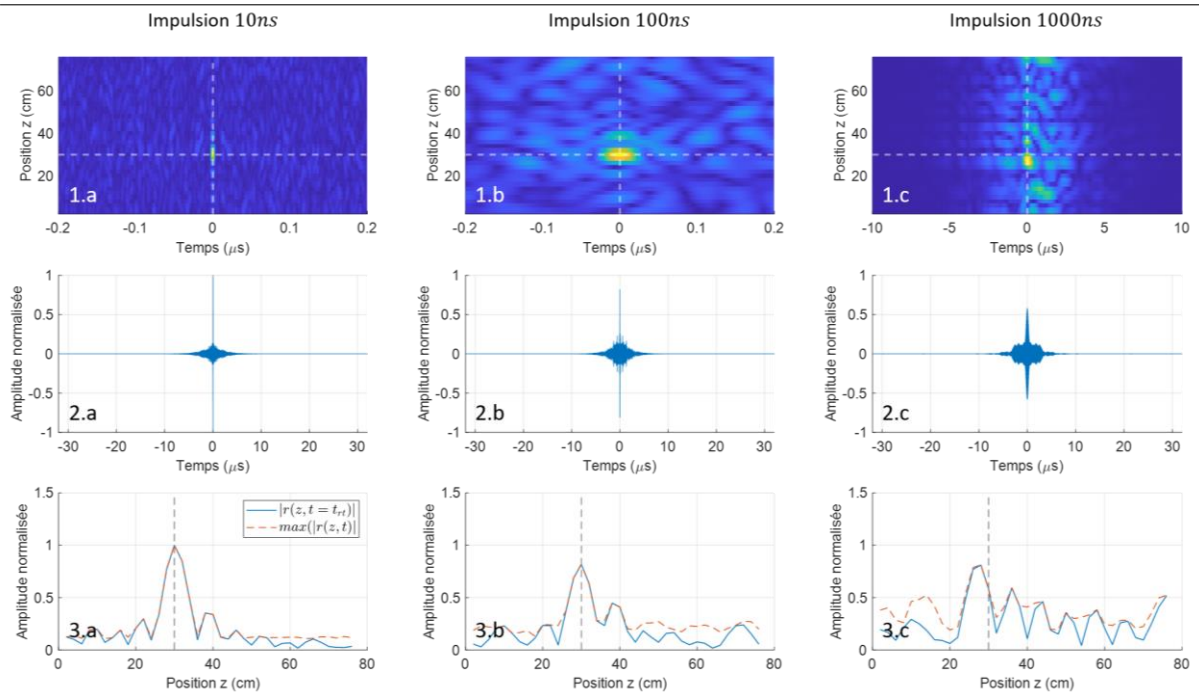


Figure 3: Résultats de calculs de retournement temporel pour des impulsions de 10ns, 100ns et 1000ns (cible : $z = 30\text{cm}$)

La première ligne de la Figure 3 donne l'évolution de l'amplitude du signal reçu en fonction du temps et de la position z . On observe, de manière qualitative, un agrandissement de la tâche focale, à la fois dans le temps et dans l'espace, lorsque la durée de l'impulsion initiale augmente. La deuxième ligne de la figure donne quant à elle l'évolution de l'amplitude du signal au point ciblé (position $z = 30\text{cm}$) en fonction du temps. Comme attendu, nous observons un pic de refocalisation à $t = t_{rt}$ dans les trois cas. Ce pic est entouré de bruit, dont le niveau augmente lorsque la durée de l'impulsion augmente (autrement dit, la focalisation temporelle se dégrade). Il s'agit là d'un résultat bien connu pour le retournement temporel (voir par exemple [5]). La dernière ligne de la Figure 3 donne le signal reçu au moment de la refocalisation en fonction de la position suivant l'axe z (courbe bleue) et l'amplitude maximale du signal pour chacune des positions, tous temps confondus (courbe orange pointillée). Pour les impulsions de 10ns et 100ns, on constate que le pic de refocalisation se situe bien à l'endroit souhaité ($z = 30\text{cm}$, indiqué par le trait vertical en pointillés) et que son niveau est supérieur au niveau obtenu dans le reste de la cavité. Cela est vrai à l'instant de la focalisation (courbe $|r(z, t = t_{rt})|$ en bleu), mais aussi aux autres instants (courbe $\max(|r(z, t)|)$ en orange). En effet, pour l'impulsion de 10ns, l'amplitude du lobe secondaire le plus important vaut seulement 35% de l'amplitude au point de focalisation. Pour l'impulsion de 100ns, l'amplitude du pic de refocalisation est de $|r(z = 30\text{cm}, t_{rt})| = 0,82$, alors qu'elle ne dépasse jamais $|\max(z, t)| = 0,45$ ailleurs (soit 56% du pic refocalisation, maximum atteint en $z = 38\text{cm}$). En revanche, pour l'impulsion de 1000ns, on constate, premièrement, que le maximum du signal à t_{rt} ne se situe pas exactement à l'endroit désiré ($|r(z = 30\text{cm}, t_{rt})| = 0,58$), mais un peu à côté ($|r(z = 28\text{cm}, t_{rt})| = 0,81$). Par ailleurs, on constate que le signal peut atteindre un niveau proche de celui au point de focalisation en d'autres points de la cavité et à des instants différents de t_{rt} . C'est par exemple ici le cas pour la position $z = 12\text{cm}$ où l'amplitude du signal peut atteindre jusqu'à 90% de la valeur au point de focalisation à t_{rt} ($|\max(z = 12\text{cm}, t)| = 0,52$). Une durée d'impulsion de 1000ns conduit donc, dans notre cas, à une très forte dégradation des focalisations spatiale et temporelle. Cette durée d'impulsion ne peut ainsi pas être utilisée avec notre configuration pour claquer un plasma de manière localisée par retournement temporel : il y aurait un risque de claquer un plasma à un autre endroit et/ou à un instant différent de t_{rt} (sous réserve que la puissance injectée soit suffisante pour claquer un plasma).

Ces résultats préliminaires sont intéressants d'un point de vue prospectif puisqu'ils semblent éliminer certaines durées d'impulsions trop longues pour assurer un claquage localisé (ici 1000ns). En revanche, au premier abord, ils ne permettent pas de garantir que, dans le cas des impulsions plus courtes (ici 10ns et 100ns), le niveau du signal obtenu en d'autres points de la cavité ne soit pas plus élevé qu'au point de focalisation, les fonctions de transfert ayant servi au calcul étant connues en seulement quelques points se trouvant tous sur la même droite d'axe \vec{z} .

4.3 Nombre d'impulsions

Nous nous intéressons désormais à la focalisation lors de l'envoi d'impulsions répétées, cela constituant un autre moyen d'apporter davantage d'énergie lorsque la puissance du générateur micro-onde est limitée. Pour cela, nous étudions plusieurs cas comprenant respectivement 1, 10 ou 20 impulsions. Chaque impulsion a ici une durée de 10ns et le délai inter-impulsion est fixé arbitrairement à 20ns (durée très inférieure au temps de stockage de l'énergie dans la cavité, de l'ordre de quelques microsecondes pour notre cavité). Les résultats de ce calcul sont donnés sur la Figure 4.

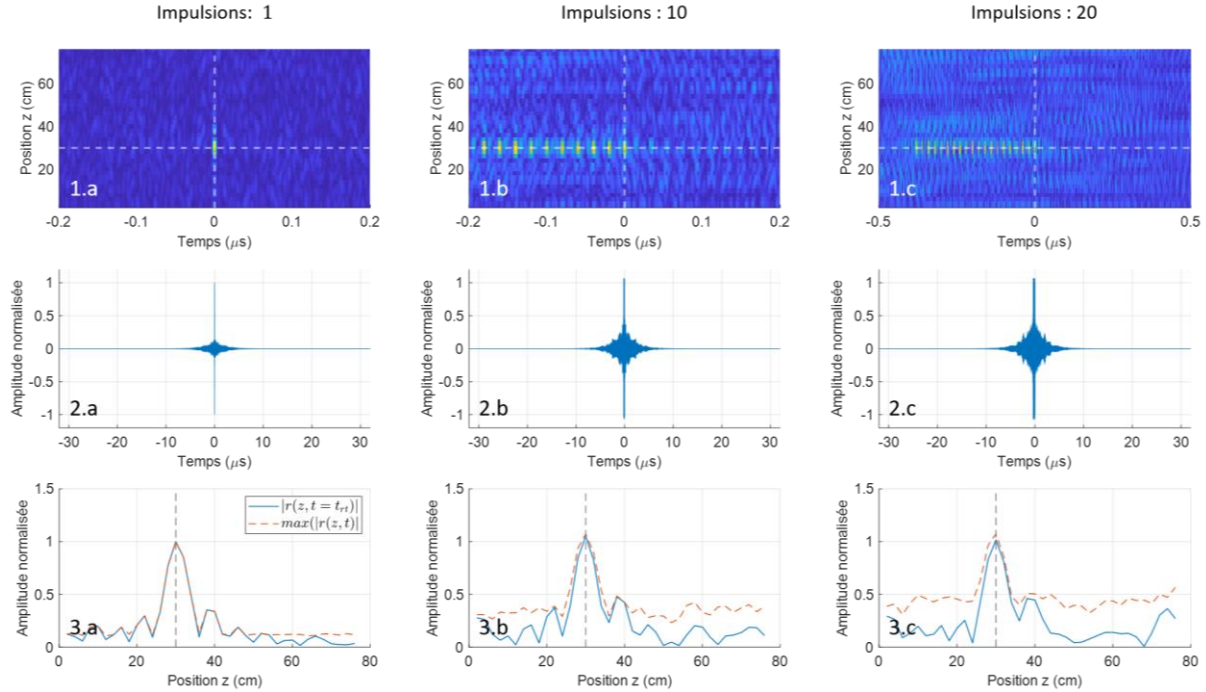


Figure 4: Résultats pour 1, 10, ou 20 impulsions (cible : $z = 30\text{cm}$)

Les résultats obtenus montrent qu'augmenter le nombre d'impulsions conduit à une dégradation de la qualité de la focalisation temporelle, comme l'illustre l'augmentation du niveau de bruit avant et après le pic de refocalisation (Figure 4, ligne 2). Cette dégradation de la focalisation temporelle s'accompagne d'une légère dégradation de la focalisation spatiale à t_{rt} (ici choisi comme étant l'instant du dernier pic) (courbes bleues), puisque le pic reste facilement distinguable dans les trois cas. En revanche, l'impact de la répétition d'impulsion est plus important sur la focalisation spatio-temporelle puisque les amplitudes maximales enregistrées tous temps confondus (courbes oranges en pointillés) atteignent, dans le cas de 20 impulsions, un niveau égal à la moitié du niveau du pic de retournement temporel.

5 Conclusion

Nos travaux traitent de la focalisation de micro-ondes par retournement temporel pour créer un plasma et ainsi allumer du carburant. Les résultats obtenus jusqu'ici montrent que le besoin d'augmenter la durée du pic de retournement temporel ou de créer plusieurs pics successifs pour pouvoir claquer un plasma conduit à une dégradation des focalisations spatiale et temporelle. Cela confirme, à l'aide d'une méthode mêlant expérimental (mesure des fonctions de transfert) et numérique (calcul des signaux après retournement), certains résultats théoriques sur la focalisation par retournement temporel (voir, par exemple, la synthèse de ces résultats donnée dans [5]). Cette dégradation de la focalisation reste néanmoins faible dans notre configuration pour des impulsions uniques d'une durée allant jusqu'à 100ns ou pour un train d'impulsions courtes (10ns) contenant jusqu'à 10 impulsions. En revanche, nous observons, qu'au-delà d'une certaine durée d'impulsion dont la valeur exacte n'a pas encore été déterminée pour notre configuration, la focalisation n'est plus suffisamment bonne pour focaliser les ondes au point et à l'instant choisi. Il est ainsi possible d'éliminer certaines durées d'impulsions si l'on souhaite claquer un plasma de manière localisée. Le constat est similaire en ce qui concerne le nombre d'impulsions. Dans les deux cas, un risque de claquer un plasma en un autre endroit apparaît sinon (sous réserve que l'énergie apportée soit suffisante). Ces résultats préliminaires pourront être complétés par l'étude d'un plus grand nombre de cas

(variation de la durée de l'impulsion, espacement des impulsions dans le cas d'impulsions successives, ...). Cela devrait permettre de dégager un compromis entre apport d'énergie et dégradation de la focalisation.

Une prochaine étape de notre travail s'intéressera au déplacement du point de focalisation pour essayer, par la suite, de déformer ou déplacer le plasma. Les résultats développés ici, par exemple sur l'envoi d'impulsions répétées, devraient pouvoir être utiles dans ce cadre.

Références bibliographiques

- [1] B. Fragge, « Allumage d'une chambre de combustion par retournement temporel micro-onde », Thèse de doctorat, Toulouse, ISAE, 2022.
- [2] C. Draeger, J.-C. Aime, et M. Fink, « One-channel time-reversal in chaotic cavities: Experimental results », *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 105, n° 2, p. 618-625, févr. 1999, doi: 10.1121/1.426252.
- [3] G. Lerosey, J. Rosny, A. Tourin, D. Arnaud, G. Montaldo, et M. Fink, « Time Reversal of Electromagnetic Waves », *Physical review letters*, vol. 92, p. 193904, juin 2004, doi: 10.1103/PhysRevLett.92.193904.
- [4] B. Fragge, J. Sokoloff, O. Rouzaud, O. Pascal, et M. Orain, « Fuel ignition using remote generation of microwave plasma in air at atmospheric pressure », *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 99, p. 2, 2024, doi: 10.1051/epjap/2023230152.
- [5] V. Mazières, « Claquage microonde par retournement temporel », Thèse de doctorat, Toulouse 3, 2020.

Les travaux présentés ici sont effectués dans le cadre d'une thèse disposant d'un cofinancement AID-ONERA.

Impact de la sphéricité de l'onde électromagnétique illuminant l'ionosphère sur la scintillation

Impact of the sphericity of the electromagnetic wave illuminating the ionosphere on scintillation

Morel Grégory¹, Vincent Fabbro¹, Olivier Boisot²

¹ONERA/DEMR, Université de Toulouse, Toulouse, France

²ONERA/DEMR, Salon-de-Provence, France

Mots clés (en français et en anglais) : propagation électromagnétique, scintillation ionosphérique, electromagnetic propagation, ionospheric scintillation.

Pour modéliser la propagation d'une onde électromagnétique traversant l'ionosphère, différents formalismes assument l'hypothèse d'une onde incidente plane illuminant les irrégularités ionosphériques. Cependant, les satellites en orbites basses (LEO, Low Earth Orbit) suivant une trajectoire à faible altitude, leur proximité avec l'ionosphère rend l'approximation d'une onde plane électromagnétique illuminant l'ionosphère contestable et la prise en compte de la sphéricité de cette dernière devient nécessaire. Ainsi, ces travaux proposent une comparaison des différents formalismes de calcul, à savoir onde incidente plane, onde incidente sphérique et onde plane corrigée (méthode heuristique). Des approches, soit numérique (méthode de résolution numérique de l'équation parabolique en milieu stochastique, ou PWE-MPS pour Parabolic Wave Equation - Multiple Phase Screens) [Knepp, 1983][Fabbro et al., 2012], soit analytique (approche dite de Rytov ou de faibles perturbations) [Rytov et al., 1989] [Wheelon, 2003], peuvent être considérées pour comparer les différents formalismes, mais on considère ici uniquement la méthode analytique.

La méthode analytique de faibles perturbations permet notamment de calculer les variances de log-amplitude (χ^2) et de phase (φ^2), suivant les équations (1) et (2) [Galiegue et al., 2016] :

$$\langle \chi^2 \rangle = \pi r_e^2 \lambda^2 R_{iono} \int \int S_{\Delta N_e}(0, k_u, k_v) F_\chi(k_u, k_v) dk_u dk_v, \#(1)$$

$$\langle \varphi^2 \rangle = \pi r_e^2 \lambda^2 R_{iono} \int \int S_{\Delta N_e}(0, k_u, k_v) F_\varphi(k_u, k_v) dk_u dk_v, \#(2)$$

Où λ [m] est la longueur d'onde de l'onde électromagnétique transmise, R_{iono} [m] est l'épaisseur de la couche des irrégularités ionosphériques, F_χ, F_φ sont des fonctions dites de filtrage qui dépendent du formalisme choisi et $S_{\Delta N_e}$ est le spectre des irrégularités ionosphériques. Dans l'approximation onde incidente plane, celles-ci dépendent du rayon de Fresnel (ou rayon de la première zone de Fresnel). Ainsi une approche heuristique suppose qu'une simple correction de ce rayon de Fresnel par son expression en onde incidente sphérique permet d'obtenir des expressions, simples mais efficaces, de ces fonctions de filtrage dans le formalisme onde sphérique. Cette correction étant appliquée sur les fonctions de filtrage F_χ et F_φ , elle s'applique *de facto* pour les variances de log-amplitude et de phase ainsi que pour les densités spectrales associées.

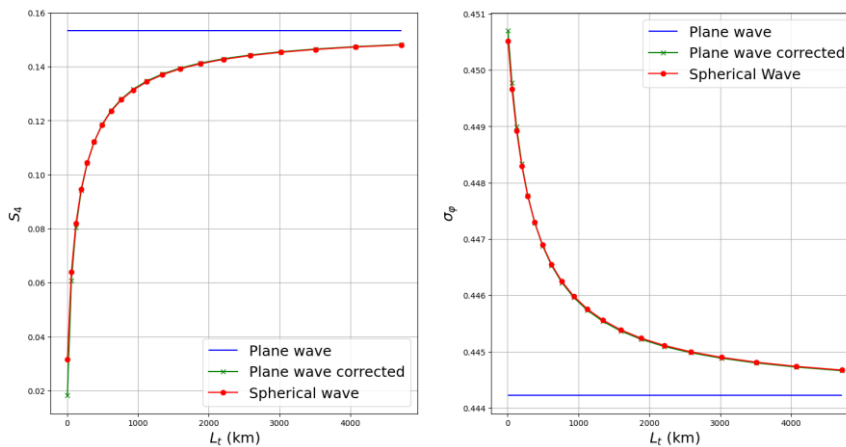


Figure 1 : Indices de scintillation S_4 et σ_φ pour une onde incidente plane (bleu), une onde incidente sphérique (rouge), une onde incidente plane corrigée (vert).

La Figure 1 montre les indices de scintillation S_4 et σ_φ pour les trois modèles de propagation : onde incidente plane, onde incidente sphérique et onde incidente plane corrigée de la distance de Fresnel. L'indice S_4 , caractérisant la scintillation d'amplitude du signal reçu, est estimé à partir de la variance de log-amplitude par $S_4 = 2\sqrt{\langle \chi^2 \rangle}$. L'indice σ_φ est l'écart type de la phase du signal reçu, estimé à partir de la variance $\langle \varphi^2 \rangle$. Pour les deux indices les valeurs obtenues avec le modèle onde incidente sphérique tendent vers les valeurs obtenues avec le modèle onde incidente plane lorsque la distance émetteur-irrégularités (L_t) devient grande. Ce résultat était attendu et une démonstration théorique en a été faite. Ces résultats révèlent que l'impact de la sphéricité de l'onde incidente est plus important sur l'amplitude que sur la phase, la dynamique de l'évolution étant plus importante pour l'indice S_4 que pour l'indice σ_φ . Le modèle onde incidente plane corrigée semble donner d'excellents résultats, l'erreur relative est inférieure à 0.2% pour l'indice de scintillation de phase, et inférieure à 5% lorsque la distance parcourue par le signal entre le satellite et la couche ionosphérique dépasse 100 km pour l'indice de scintillation d'amplitude.

Les limites dues à l'approximation de l'onde incidente à une onde plane par rapport à une onde incidente sphérique pour prédire les effets de scintillation 3D ont été évaluées quantitativement pour une configuration particulière. Lors de cet exercice, les formulations analytiques pour les variances de log-amplitude et de phase et les spectres associés ont été explicitées. De plus, la méthode heuristique (Plane Wave Corrected) proposée pour corriger le formalisme dérivé sous hypothèse onde incidente plane a montré de très bons résultats sur les indices de scintillation et les spectres, même à basses altitudes. Néanmoins, les vitesses de déplacement du milieu ionosphérique par rapport au porteur qui ont été choisies pour cette étude sont similaires quelle que soit l'altitude, ce qui est une hypothèse forte. Une étude plus poussée avec des configurations plus réalistes est envisagée pour terminer cette étude et répondre aux questionnements des industriels sur l'impact de la scintillation ionosphérique pour différentes applications satellitaires.

Remerciements : Les auteurs tiennent à remercier la Direction Générale de l'Armement (DGA), l'Agence de l'Innovation de Défense (AID), pour leur soutien financier.

[Knepp, 1983] D.L. Knepp, "Multiple phase-screen calculation of the temporal behavior of stochastic waves," Proceedings of the IEEE, vol. 71, no. 6, pp. 722–737, 1983.

[Fabbro et al., 2012] V. Fabbro, L. Féral, "Comparison of 2D and 3D electromagnetic approaches to predict tropospheric turbulence effects in clear sky conditions", IEEE Transaction on Antennas and Propagation, Vol. 60, no 9, Pages 4398 – 4407, September 2012. doi:10.1109/TAP.2012.2207070

[Rytov et al., 1989] S. M. Rytov, Y. A. Kravtsov, and V. I. Tatarskii, Principles of statistical radiophysics. 4. Wave propagation through random media., 1989.

[Wheelon, 2003] Albert D. Wheelon, Electromagnetic Scintillation, vol. 2, Cambridge University Press, 2003.

[Galiegue et al., 2016] Hélène Galiègue, Laurent Féral, and Vincent Fabbro, "Validity of 2d electromagnetic approaches to estimate log-amplitude and phase variances due to 3d ionospheric irregularities," Journal of Geophysical Research Space Physics, 2016.

*Maximisation du niveau du pic de focalisation par retournement temporel
pour la génération de plasma microondes*
Maximisation of the time reversal peak level for microwave plasma generation

Saucourt A¹, Mazières V², Liard L³

¹ISAE-SUPAERO 10 Av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, antoine.saucourt@isae-supero.fr

²ISAE-SUPAERO 10 Av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, valentin.mazieres@isae-supero.fr

³Laboratoire LAPLACE 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse, liard@laplace.univ-tlse.fr

Mots clés : Source plasma microonde (Microwave plasma source), Retournement Temporel (Time Reversal), Plasma nanoseconde (Nanoseconde plasma)

Résumé/Abstract

Le retournement temporel est une méthode permettant de focaliser des ondes acoustiques ou électromagnétiques. Mazières *et al.* ont récemment mis au point un nouveau type de source plasma exploitant sur le retournement temporel. Ils ont réussi à amorcer des plasmas en focalisant sur des antennes placées dans une cavité réverbérante. La prochaine étape pour le développement de cette source est le décrochage du plasma de ces antennes. Dans cette optique, le niveau du pic de focalisation est un élément clé, puisqu'il conditionne le contrôle spatio-temporel des plasmas. Ce papier étudie différentes méthodes de retournement temporel afin de tester numériquement leur efficacité pour la maximisation du niveau de pic.

Time reversal is a method of focusing acoustic or electromagnetic waves. Mazières *et al.* have recently developed a new type of plasma source exploiting time reversal. They have succeed in initiating a plasma by focusing on antennas placed in a reverberant cavity. The next step in the development of this source is to unhook the plasma from these antennas. In this respect, the level of the focusing peak is a key element, since it rules the spatio-temporal control of the plasma. This paper examines various time-reversal methods to numerically test their effectiveness in maximizing peak level.

1 Introduction

Le Retournement temporel (RT) est une méthode permettant de focaliser des ondes acoustiques ou électromagnétiques, largement étudiée depuis son développement dans les années 1990 par M. Fink *et al.* Une expérience de retournement temporel se déroule en deux phases : lors de la première une impulsion se propage dans un milieu et les réponses à cette impulsion, nommée "réponses impulsionnelles", sont mesurées à l'aide d'un réseau de récepteurs nommé "time reversal mirror" (TRM) situé dans ce milieu. Lors de la deuxième phase, ces réponses impulsionnelles sont retournées temporellement puis réémises par le TRM de façon à focaliser les ondes au niveau de la source initiale de l'impulsion. Dans un environnement complexe comme une cavité réverbérante, il est possible de ne considérer qu'une seule antenne dans notre miroir en bénéficiant des multiples réflexions subies par les ondes aux parois de la cavité, technique appelé RT monovoie dans la suite. La focalisation par RT a notamment été utilisée dans des applications biomédicales telles que la lithotritie des calculs rénaux et des tumeurs cérébrales [1,2] et récemment, Mazières *et al.* ont mis au point un nouveau type de source plasma appelé STPSS (SpaceTime Plasma Steering Source) [3], qui exploite les capacités de focalisation du RT pour contrôler temporellement et spatialement l'allumage d'un plasma dans une cavité. Expérimentalement, le RT a permis d'amorcer des plasmas en focalisant sur des antennes placées dans une cavité réverbérante [4]. La prochaine étape à franchir pour le développement de cette source est le décrochage du plasma de ces antennes. Dans cette optique, le niveau du pic de focalisation est un élément clé, puisqu'il conditionne le contrôle spatio-temporel des plasmas.

Une des solutions pour maximiser le niveau du pic de focalisation est de modifier la forme d'onde de l'impulsion renvoyée. Différentes méthodes ont été proposées (dont certaines récemment [5]), et elles ont été récemment comparées entre elles dans le domaine acoustique [6]. L'objectif de ce papier est d'étudier numériquement l'influence de ces différentes méthodes dans le domaine électromagnétique, pour en évaluer leur intérêt dans un contexte de contrôle de plasma (pour la STPSS). Ce papier se concentre sur la comparaison des différentes méthodes en utilisant le code de simulation FDTD (Finite Difference Time-Domain) 2D introduit dans [3]. Cette étude s'inscrit dans l'objectif de décrochage du plasma et nécessite donc l'optimisation du contrôle du plasma par RT dans une cavité réverbérante. Cette étude préliminaire ne prend pas en compte la présence de plasma, mais sera suivie par d'autres études numériques et par des tests expérimentaux sur un nouveau dispositif.

2 Code de simulation FDTD

Cette section décrit l'utilisation du code numérique FDTD ainsi que les divers paramètres associés à nos simulations. Le code utilisé est celui développé par Mazières *et al.* [3] pour étudier numériquement l'amorçage de plasmas par RT. Plus précisément, seules les composantes relatives à la description de la propagation des ondes (équations de Maxwell et conditions limites) seront exploitées dans cette étude, excluant ainsi la partie décrivant le plasma à travers un modèle fluide. La cavité 2D dans laquelle les simulations sont effectuées présente une forme de disque tronqué, comme illustré dans la figure 1. Seul le mode TE (transverse électrique) est pris en compte, impliquant que le champ électrique est orienté dans la direction z et le champ magnétique est confiné dans le plan $OxOy$. Les simulations sont effectuées avec du RT monovoie. En effet, en se positionnant dans un milieu réverbérant pour tirer parti des multiples réflexions subies par les ondes, le nombre de récepteurs peut être réduit à un seul, comme expliqué précédemment. De plus, les conditions adoptées sont similaires à celles ayant permis d'amorcer des plasmas expérimentalement [3]. Cela signifie que nous utilisons une impulsion $e(t)$ de 8 ns avec une fréquence centrale de 2,4 GHz, et un temps de réverbération de 300 ns pour notre cavité. Au cours de la première phase du RT, représentée à gauche dans la figure 1, la réponse $r(t)$ à l'impulsion $e(t)$ est obtenue par le capteur TRM. Ce signal peut être exprimé comme :

$$r(t) = e(t) \otimes h(t) \quad (1)$$

Où $h(t)$ correspond à la réponse d'un système "linear time-invariant" LTI (entre deux positions dans la cavité) à une impulsion de type dirac. Ensuite, lors de la deuxième phase, représenté dans la partie droite de la figure 1, le signal $r_c(t)$ généré par l'une des méthodes décrites dans la section suivante est émis par le TRM, entraînant une focalisation. Le signal obtenu au niveau de la focalisation, que nous désignerons par $rt(t)$, peut s'écrire :

$$rt(t) = r_c(t) \otimes h(t) \quad (2)$$

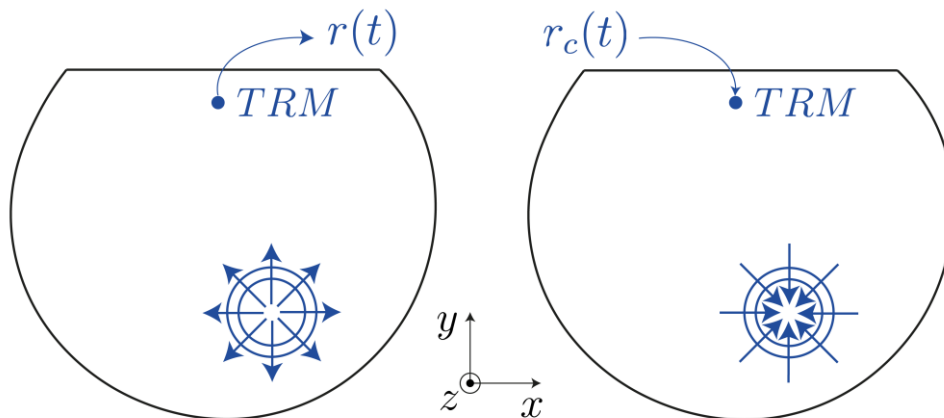


Figure 1 : Schéma des deux étapes du retournement temporel dans la cavité 2D simulée

3 Méthodes RT

Dans cette section, nous allons présenter les différentes méthodes de RT : le RT "standard", le filtre inverse¹, le one-bit et le clipping. Chaque technique altère la forme de la réponse impulsionnelle $r(t)$ pour engendrer le signal $r_c(t)$, permettant ainsi de manipuler le niveau du pic de focalisation et la qualité du rapport signal sur bruit (SNR).

3.1 RT Standard

Au cours de la deuxième étape du retournement temporel standard, cette réponse $r(t)$ est inversée temporellement

¹ Le filtre inverse n'est pas à proprement parler une "méthode de RT", mais par simplicité nous l'intégrons dans la liste des méthodes de RT, pour ensuite comparer ces méthodes entre elles.

et renvoyée à la cavité. Le signal à renvoyer dans la cavité est donc défini par $r_c(t) = r(-t)$, et le signal reçu s'exprimera alors comme :

$$rt(t) = r(-t) \otimes h(t) = e(-t) \otimes h(-t) \otimes h(t) \quad (3)$$

Un exemple du signal $r_c(t)$ à renvoyer pour un RT standard est présenté dans la figure 2(a).

3.2 Filtre inverse

Le filtre inverse est une méthode couramment utilisée dans le traitement d'image ou de signal. Son objectif est de supprimer l'effet du canal de propagation ou d'un filtre précédent. Dans notre contexte, cela équivaut à éliminer l'influence de la fonction de transfert $H(f)$ (qui est la transformée de Fourier de $h(t)$). Pour ce faire, reprenons l'équation (2) dans le domaine fréquentiel :

$$Rt(f) = R_c(f).H(f) \quad (4)$$

Où $Rt(f)$ et $R_c(f)$ représentent les transformées de Fourier de $rt(t)$ et $r_c(t)$, respectivement. L'objectif est de faire en sorte que le signal reçu correspond exactement à l'impulsion initiale $E(f)$. Ainsi, pour obtenir $E(f)$, le signal $R_c(f)$ peut être exprimé comme :

$$R_c(f) = E(f)/H(f) \quad (5)$$

L'avantage de cette technique réside dans sa capacité à éliminer l'effet de la cavité sur la propagation de l'onde. Cependant, elle requiert la connaissance de la fonction de transfert $H(f)$ de la cavité. De plus, il est nécessaire que la norme de $H(f)$ soit toujours supérieure à zéro. Un exemple du signal $r_c(t)$ à être renvoyé est présenté dans la figure 2(b).

3.3 One-bit

La méthode One-bit est une méthode introduite par Derode *et al.* [7] visant à maximiser le niveau du pic de retournement temporel. Pour y parvenir, le niveau des "lobes" présents dans la réponse impulsionnelle inversée temporellement est élevé au niveau maximal. Cette méthode peut s'écrire comme :

$$r_c(t) = \begin{cases} -1 & \text{si } r(-t) < 0 \\ 1 & \text{si } r(-t) > 0 \end{cases} \quad (6)$$

Comme l'information de phase est préservée, la focalisation de l'énergie par le retournement temporel demeure valide. Un exemple de signal $r_c(t)$ à renvoyer est présenté dans la figure 2(c).

3.4 Clipping

La méthode du clipping est une approche relativement récente développée par Heaton *et al.* [5]. Cette technique constitue une variante de la méthode One-bit, où l'objectif demeure de préserver l'information de phase du signal tout en conservant également une partie de l'information en amplitude. Cette méthode peut s'écrire comme :

$$r_c(t) = \begin{cases} -1 & \text{si } Cr(-t) \leq -1 \\ 1 & \text{si } Cr(-t) \geq 1 \\ Cr(-t) & \text{si } -1 < Cr(-t) < 1 \end{cases} \quad (7)$$

Où C est une constante choisie arbitrairement, par laquelle le signal normalisé est multiplié. Ainsi, pour des valeurs de C très élevées, le clipping équivaut à la méthode One-bit. Cette technique présente l'avantage de limiter le bruit

généralisé, ce qui permet d'augmenter le SNR spatial et temporel tout en améliorant le niveau du pic de focalisation. Un exemple du signal $r_c(t)$ pour une valeur de $C = 4$ est présenté dans la figure 2(d).

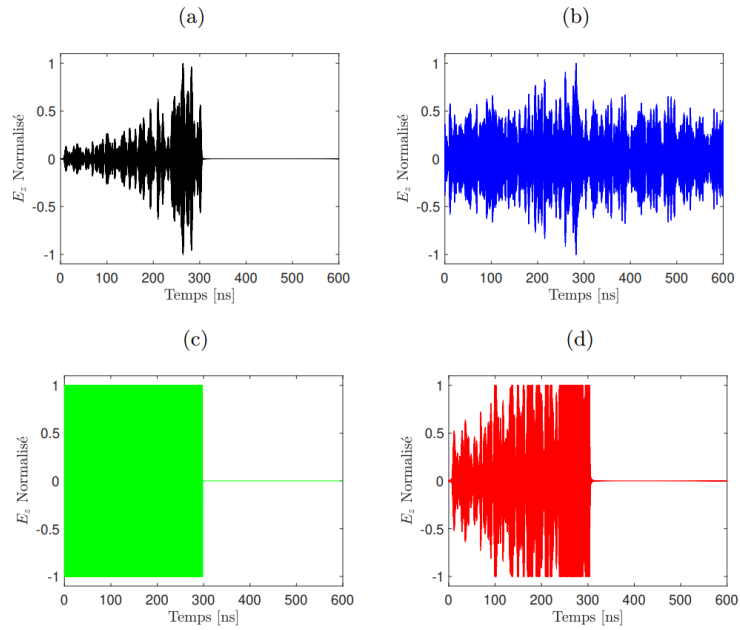


Figure 2 : Exemple de signaux $r_c(t)$ à renvoyer pour différentes méthodes de RT (a) RT Standard (b) Filtre Inverse (c) One-bit (d) Clipping avec $C = 4$

4 Comparaison des méthodes

Dans cette section, les résultats obtenus pour les quatre techniques de retournement temporel décrites précédemment sont comparés. Afin d'évaluer l'efficacité de ces méthodes pour notre application, deux caractéristiques principales du retournement temporel sont quantifiées : le niveau du champ E_p du pic de focalisation et le SNR , qui correspond au rapport entre le niveau du champ au moment de la focalisation et le niveau moyen du bruit :

$$SNR = \frac{\langle |E_p| \rangle}{\langle \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |E_{bruit}|^2} \rangle} \quad (8)$$

Où les chevrons $\langle \rangle$ indiquent une moyenne d'ensemble prise sur 36 positions différentes du récepteur choisies de manière aléatoire et où N correspond au nombre de points qui échantillonnent le signal. Le niveau du champ au pic de focalisation permet d'évaluer l'efficacité de la méthode pour amorcer un plasma au moment et à l'emplacement souhaités, tandis que le SNR permet d'évaluer la contrôlabilité temporelle du plasma.

4.1 RT standard

Un exemple du signal reçu $rt(t)$ par le récepteur avec un RT standard est donné dans la figure 2(a). Pour pouvoir comparer les méthodes entre elles, les signaux $rt(t)$ ont été normalisés par rapport au signal $rt(t)$ obtenu par RT standard. L'amplitude maximale du pic de RT standard est donc de 1 ± 0.2 kV/m. Pour cette condition le SNR vaut 20.

4.2 Comparaison des résultats obtenus pour les différentes méthodes de RT

Les valeurs obtenues des pics et du SNR pour les quatre méthodes de retournement temporel sont présentées dans le tableau 1.

Niveau du pic et du SNR		
Méthode RT	Niveau du pic [kV/m]	SNR
RT Standard	1.0 ± 0.2	20 ± 4
Filtre inverse	0.4	49 ± 26
One-bit	4.2 ± 0.4	10 ± 1
Clipping C=4	2.6 ± 0.3	16 ± 3
Clipping C=10	3.4 ± 0.4	14 ± 2

Tableau 1 : Niveau du pic de focalisation et du SNR pour 4 méthodes de RT différentes

Pour le filtre inverse, l'objectif était de supprimer l'effet de la cavité sur le signal renvoyé. Bien que cette méthode permette d'obtenir un SNR bien meilleur que le retournement temporel standard, comme indiqué dans le tableau 1, les résultats numériques montrent une perte significative d'un facteur 2.3 sur le niveau du pic, rendant cette méthode moins intéressante dans le cadre de notre application. Pour la méthode One-bit, le niveau du pic est quadruplé (voir tableau 1), ce qui correspond à l'objectif de cette méthode visant à maximiser l'énergie renvoyée dans la cavité en ne conservant que l'information de phase du signal. Le désavantage de cette technique, comme le montrent les valeurs du SNR obtenues (2), c'est qu'en envoyant un maximum d'énergie dans la cavité, le niveau du bruit est fortement augmenté ce qui explique cette diminution d'un facteur de 1.5 pour le SNR. Ainsi, pour cette technique, l'augmentation du niveau du pic obtenu semble intéressante pour l'optimisation du contrôle de l'amorçage du plasma. Enfin, pour le clipping dans le cas $C = 4$ le SNR s'avère bien meilleur que pour le One-bit tout en présentant une augmentation du pic intéressante. De plus, en définissant $C = 10$ cela permet d'obtenir un meilleur niveau de pic que pour $C = 4$ tout en gardant une valeur de SNR intéressante.

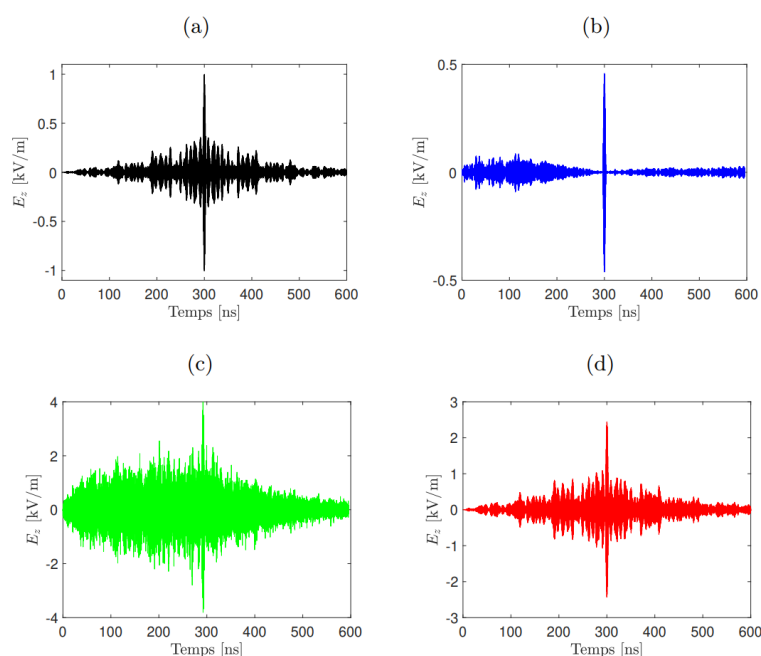


Figure 3 Exemple de signaux à renvoyer pour différentes méthodes de RT (a) RT standard (b) Filtre inverse (c) One-bit (d) Clipping avec $C=4$

4.3 Influence de la bande passante

Une analyse fréquentielle du signal renvoyé pour les techniques du one-bit et du clipping montre la présence de composantes fréquentielles hors de la bande passante de l'impulsion initiale $e(t)$ (250 MHz autour de 2.4 GHz). Or, l'objectif à terme de cette étude simulatoire est la mise en place expérimentale des méthodes identifiées comme prometteuse. Ainsi, il est important de prendre en compte les contraintes associées à l'utilisation des appareils expérimentaux à notre disposition. Cela se traduit par la nécessité de manipuler des signaux dont les composantes spectrales sont comprises entre 2.2 GHz et 2.6 GHz. Ainsi, nous appliquons dans cette section un filtre passe bande (2.2-2.6 GHz) sur nos signaux simulés de one-bit et de clipping afin que les résultats soient plus proches des conditions expérimentales.

Les nouvelles valeurs obtenues pour les pics de focalisation et du SNR pour le one-bit et le clipping $C = 4$ et $C = 10$ ainsi filtrés sont présentées dans le tableau 2.

Niveau du pic et du SNR		
Méthode RT	Niveau du pic [kV/m]	SNR
One-bit filtré	2.1 ± 0.3	14 ± 3
Clipping filtré $C = 4$	1.8 ± 0.2	17 ± 4
Clipping filtré $C = 10$	2.1 ± 0.3	15 ± 3

Tableau 2 : Niveau du pic de focalisation et du SNR pour le One-bit et Clipping $C=4$ filtrés

Pour le one-bit, le filtrage a pour effet de diminuer le niveau du pic d'un facteur 2 (en contrepartie le SNR augmente d'un facteur 1,4). Cela rend cette technique bien moins intéressante pour notre application, l'augmentation du niveau du pic par rapport au RT standard passant ainsi de 4 à 2. Pour le clipping avec $C=4$, le filtrage a pour effet de diminuer le niveau du pic d'un facteur 1.4 (le SNR augmente très légèrement d'un facteur 1.06). Avec $C = 10$, le niveau du pic est doublé comme avec la technique one-bit, mais en obtenant un SNR plus intéressant. Ainsi, malgré le filtrage, la technique du clipping semble rester la technique la plus intéressante dans le cadre de cette étude. Nous nous concentrons donc sur l'étude de cette technique dans la section suivante.

4.4 Impact du paramètre C sur le niveau du pic de focalisation et sur le SNR pour du clipping filtré

L'influence du paramètres C sur le niveau de pic de focalisation et sur le SNR est spécifiquement étudié dans cette partie, par une analyse paramétrique. Pour ce faire, des mesures avec 36 positions différentes du récepteur, choisies aléatoirement ont été réalisées en faisant varier C entre 1 et 40. Les valeurs obtenues des pics et du SNR sont présentées dans le tableau 3.

Niveau du pic et du SNR		
Valeur de C	Niveau du pic [kV/m]	SNR
1	1.0 ± 0.2	20 ± 4
2	1.4 ± 0.3	19 ± 4
3	1.7 ± 0.2	18 ± 4
4	1.8 ± 0.2	17 ± 4
7	2.0 ± 0.2	16 ± 3
10	2.1 ± 0.3	15 ± 3
20	2.1 ± 0.3	14 ± 3
40	2.1 ± 0.3	14 ± 3

Tableau 3 : Niveau du pic de focalisation et du SNR pour le clipping filtré en fonction de la valeur du paramètre C

Pour une valeur de $C = 1$, les résultats obtenus correspondent bien à ceux obtenus avec le RT standard. Lorsque la valeur de C augmente, les valeurs obtenus s'approchent progressivement de la méthode one-bit, comme attendu. En effet pour une valeur de C suffisamment grande, la technique du clipping et du one-bit sont équivalentes. Le cas $C = 7$, semble présenter un optimum avec un meilleur SNR que pour le one-bit filtré et un niveau du pic doublé par rapport au RT standard. Ainsi, à travers cette étude, cette technique du clipping apparaît être la méthode la plus intéressante. La flexibilité de cette méthode en fonction du paramètre C semble en faire une bonne candidate même en prenant en compte la contrainte sur la bande fréquentielle utilisable expérimentalement.

4.5 Comparaison des résultats numériques avec les résultats obtenus dans la littérature

Nous avons ensuite comparé nos résultats numériques obtenus sans filtrage avec ceux obtenus expérimentalement par Willardson *et al.* [6] en acoustique. Les mêmes tendances sont présentes sur le niveau des pics et sur l'évolution du SNR en fonction des méthodes, excepté pour le clipping, où ils obtiennent des pics bien plus élevés que le one-bit, ce qui n'est pas notre cas. Cette différence pourrait provenir de la valeur $C = 4$ ou $C = 10$ fixée arbitrairement, qui est beaucoup plus faible que la leur. De plus, dans leurs études, chaque méthode est optimisée pour obtenir le meilleur rapport niveau du pic / SNR et leur méthode one-bit est modulée à l'aide d'une valeur palier p qui permet de réduire le niveau du bruit.

5 Conclusion

Dans ce papier, une première approche numérique pour étudier différentes méthodes de RT et leur influence au niveau des pics de focalisation et sur le SNR est présenté. Sans filtre fréquentiel, la technique du one-bit permet d'obtenir le meilleur niveau de pic, ce qui semble intéressant pour l'amorçage d'un plasma. Mais dans le cadre des contraintes expérimentales qui sont associées à la réalisation pratique, la technique du clipping semble être la plus prometteuse pour le contrôle temporel de plasmas grâce à la flexibilité offerte par le contrôle du paramètre C . La tendance observée pourrait permettre d'obtenir un meilleur contrôle temporel dans l'optique de l'amorçage d'un plasma par RT puis de son décrochage des initiateurs. Par la suite, l'objectif est de coupler ce code de simulation électromagnétique avec un modèle plasma afin d'étudier l'impact des différentes méthodes de RT sur l'amorçage du plasma dans notre cavité. L'objectif final étant de réaliser un dispositif expérimental optimisé permettant un contrôle spatio-temporel des plasmas dans une cavité réverbérante.

6 Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier la DGA/AID pour son soutien financier.

Références bibliographiques

- [1] Mickaël Tanter *et al.*, Focusing and steering through absorbing and aberrating layers : Application to ultrasonic propagation through the skull. The Journal of the Acoustical Society of America, 103 :2403–10, 06 1998.
- [2] Jean-Louis Thomas, François Wu, and Mathias Fink. Time reversal focusing applied to lithotripsy. Ultrasonic Imaging, 18(2) :106–121, 1996. PMID : 8813030.
- [3] V. Mazieres *et al.*, “Space-time plasma-steering source : Control of microwave plasmas in overmoded cavities,” Physical Review Applied, vol. 16, 11 2021.
- [4] V. Mazières *et al.*, “Plasma generation using time reversal of microwaves,” Applied Physics Letters, vol. 115, no. 15, p. 154101, 10 2019.
- [5] C. Heaton *et al.*, “Time reversal focusing of elastic waves in plates for an educational demonstration,” The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 141, no. 2, pp. 1084–1092, 02 2017.
- [6] M. L. Willardson *et al.*, “Time reversal focusing of high amplitude sound in a reverberation chamber,” The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 143, no. 2, pp. 696–705, 02 2018.
- [7] A. Derode *et al.*, “Ultrasonic pulse compression with one-bit time reversal through multiple scattering,” Journal of Applied Physics, vol. 85, no. 9, pp. 6343– 6352, 05 1999.

Mesure en temps réel du profil de densité dans le tokamak WEST par réflectométrie

Real time reflectometry measurement of density profiles in WEST tokamak

Maylis Carrard¹, Roland Sabot¹, Yassir Moudden¹, Christine Bottreau¹, Christophe Bouchand¹, Frédéric Clairet¹, Christian Jammes¹

¹CEA, IRFM, CEA Cadarache, F-13108 Saint Paul Lez Durance, France
maylis.carrard@cea.fr

Mots clés: plasma electronic density, reflectometry, micro-wave radar, real-time, densité électronique du plasma, réflectométrie, radar micro-ondes, temps-réel

Résumé/Abstract

En recherche sur la fusion nucléaire, les diagnostics sont les instruments mesurant les paramètres du plasma que ce soit pour son contrôle ou pour son étude. La réflectométrie est un diagnostic non-perturbatif basé sur le principe du radar : le diagnostic émet des micro-ondes (dizaines de gigahertz) qui se réfléchissent dans le plasma. La réception du signal réfléchi permet de calculer les profils radiaux de la densité électronique. Le traitement des mesures s'effectue pour l'instant après la décharge car l'algorithme est demandeur en temps de calcul. Une mesure temps-réel des profils de densité permettrait d'améliorer la détection et le contrôle des phénomènes et performances du plasma. Grâce au développement d'une carte d'acquisition innovante pour le diagnostic de diffusion Thomson, un calcul en temps réel du profil de densité est en cours de développement. Le traitement des données a été adapté pour être réalisé en temps réel, et deux nouvelles méthodes ont été développées pour réduire le temps de calcul. La reconstruction d'un profil de densité prend désormais 2 millisecondes. L'algorithme doit être implémenté dans le système de contrôle du réflectomètre pour obtenir les premières mesures en temps-réel pendant la campagne expérimentale actuelle qui finit en avril.

In nuclear fusion research, diagnostics are the instruments that measure the various plasma parameters serving for tokamak control or physics studies. Reflectometry is a non-intrusive diagnostic for the plasma density based on the radar principle: it emits microwaves (tens of gigahertz) that are reflected inside the plasma. The radial profile of the electronic density can be reconstructed from the phase or time delay of the return signal. The profiles are currently reconstructed with a post-discharge processing as the algorithm is computer and time-demanding. A real-time measurement of the density profile would improve the detection and control of plasma phenomena and performances. Thanks to the development of an innovative acquisition card for the Thomson Scattering diagnostic a real-time reflectometry measurement is being implemented. The data processing has been adapted to be performed in real-time and two new methods were developed to reduce the computer time. Single profile reconstruction in two milliseconds has been achieved. The algorithm will be implemented in the reflectometry control system to perform the first real-time measurement during the current winter experimental campaign.

1 Interest in real-time electronic density profile measurements

In magnetic nuclear fusion experiment, the electronic density n_e is a major parameter, both for real-time plasma control and physics studies. Interferometry is the standard diagnostic for real-time density measurement but provides only line-integrated quantities. Real-time measurement of the radial density profile $n_e(R)$ (R being the major radius) would enable control of the density profile at the plasma edge, a key parameter for plasma stability and performance optimization. Reflectometry is a radiofrequency diagnostic that probes the plasma with microwaves and returns the radial electronic density profiles with a centimeter precision. Currently, the data are processed after the plasma discharge and the reconstruction of 2000 profiles takes about 10 minutes. Real-time reflectometry measurements have been performed in the Ordinary polarization (in O-mode, the wave electric field E is parallel to the plasma magnetic field B_0) in AUG and Compass, and is planned for ITER and DEMO w [1]. In AUG, O-mode reflectometry was used for the real-time control of the plasma edge position. However, O-mode requires the knowledge of the very edge density profile to initialize the density reconstruction. The aim of this work is to develop real-time reflectometry measurement on the WEST tokamak using the eXtraordinary polarization ($E \perp B_0$) which enables plasma reconstruction without any assumption on the edge density profile but requires more computation. To do so, a new acquisition card will be used, with computation and storage abilities matching the real-time reflectometry challenge [2]. The first application of the real-time reflectometry measurement could be the Radiative X-Point (XPR) configuration control [3]. It is an efficient configuration to

get an optimized confinement time in injecting neutral gas. Real-time reflectometry would measure the density and allow a control loop on the neutral injection, maintaining the equilibrium of the XPR regime.

The primary aim of this article is to introduce a new method that has been testing for reconstructing the electronic density profiles. The article explains the contribution of the method to real-time challenges and assess its level of accuracy.

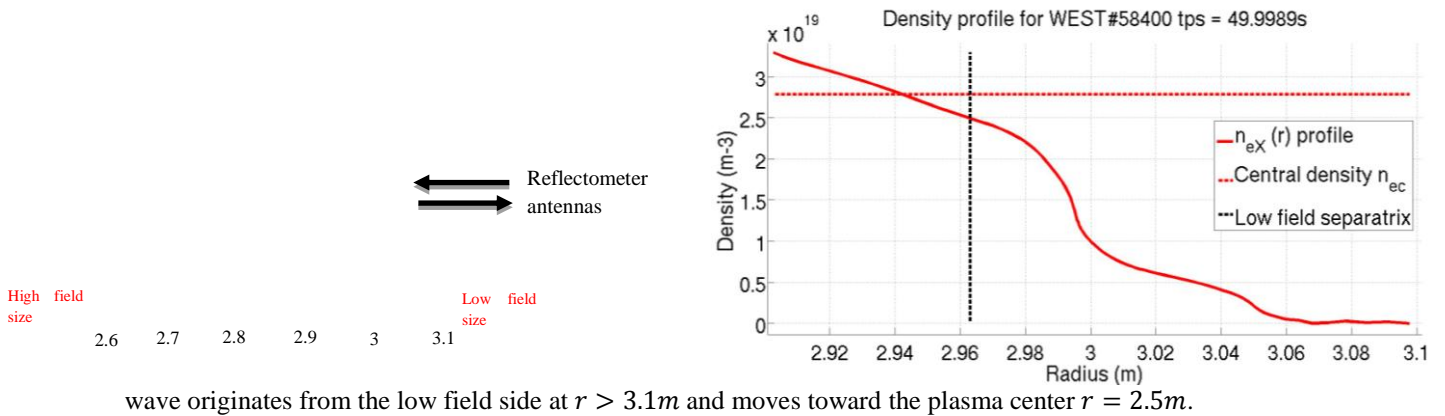
2 Reflectometry principle

Reflectometry operates based on the radar principle, where a microwave is emitted into the plasma and subsequently received using the same antenna. The wave propagation follows the propagation equations within a one-dimensional field characterized by a certain refractive index N . The plasma refractive index N depends upon various plasma properties, including the plasma electric frequency and the cyclotronic electric frequency:

$$F_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m_e}} \quad F_{ce} = \frac{e B_{plasma}}{2\pi m_e}$$

Additionally, it depends on the orientation of the wave electric field compared to the plasma magnetic field. In Ordinary polarization (O-mode), the wave electric field is parallel to the magnetic field: $E // B_0$, which leads to N_O , and in eXtraordinary polarization (X-mode), the fields are perpendicular: $E \perp B_0$ and gives the index N_X .

With a refractive index satisfying $N^2 > 0$, the wave propagates through the plasma. Conversely, when $N^2 = 0$, a cut-off point is reached, causing the wave to no longer propagates and be reflected by the plasma. The frequencies that verify this reflection conditions are defined as the cut-off frequencies: $F_0 = F_{pe}$ in O-mode and F_{Xh}, F_{Xb} in X-mode. Figure 1 illustrates these different frequencies useful for reflectometry comprehension. The



wave originates from the low field side at $r > 3.1m$ and moves toward the plasma center $r = 2.5m$.

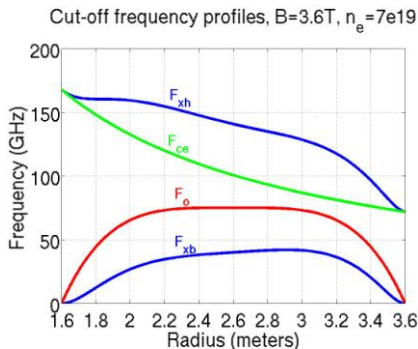


Figure 1: Cut-off, plasma electric and plasma cyclotronic frequencies in the frequency range of a reflectometer (1a). One radial electric density profile (1b).

In the one dimensional WKB approximation, the phase of the wave reflected on the plasma is depending on the refractive index along the propagating path:

$$\phi = 2k_0 \int_0^{r_c} N(r) dr - \frac{\pi}{2}$$

The phase of the return signal is collected and used in a calculation to determine the radial position of the reflection cut-off r_c . Then, with knowledge of the profiles of F_{pe} , F_{ce} and $B_{plasma}(r_c)$, the corresponding density n_e at the radial position r_c is deduced. The frequency source is swept linearly in time (75-110 GHz in 1 μ s), enabling the probing signal to propagate progressively deeper into the plasma. In a single frequency sweep, the signal probes all along the radial direction, allowing to reconstruct one radial profile. To capture various profiles over time, the reflectometer emits multiple frequency sweeps. Figure 1a) illustrates a reconstructed density profile from one such frequency sweep.

3 Density profile reconstruction

The return signal is acquired and the phase is extracted for the whole frequency sweep. After several filtering and cleaning processes, the phase is used in a step-by-step algorithm to reconstruct the density profile $n_e(r)$.

i) Initialization :

The recurrence algorithm is initialized with the radial position of the edge of the plasma $n_e(r_0) = 0$. The existing method used in the post-discharge algorithm relies on an amplitude threshold, determined by the signal amplitude jump at the external position of the plasma. When the amplitude of the signal surpasses a predefined threshold, the signal is considered as reflecting on the edge of the plasma. In Figure 2, for frequencies below 65 GHz, the absence of a cut-off layer results in wave reflection on the inner side of the vacuum vessel. Conversely, above 65 GHz, the frequency is high enough for the wave to be reflected by the plasma. The plasma being located closer to the reflectometer antennas results in a sudden increase in amplitude. At this initial plasma position, the density is assumed to be zero: $n_e(r_0) = 0$. This initialization point serves as a starting reference for the profile reconstruction.

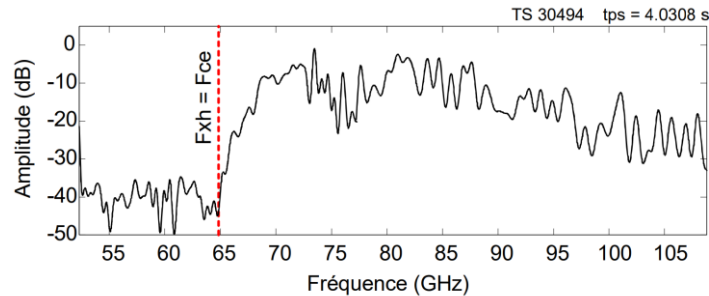


Figure 2: Amplitude jump for the initialization method

ii) Step by step reconstruction

Concerning the reconstruction, the current method uses the phase of the return signal: each point of the profile is computed using the phase of the corresponding cut-off layer in the Bottollier-Curtet algorithm [4].

Starting at the initialized position r_0 , each radial cut-off position r_{i+1} is computed by using the corresponding extracted phase ϕ_{i+1} , and the density profile previously computed until r_i . To do so, an approximation is made to deduce r_{i+1} from the formula of the phase ϕ_{i+1} through the refractive index N_x equal to zero at the cut-off. Then, $n_{e_{i+1}}$ is deduced from r_{i+1} and the magnetic field B_{i+1} through the formula of the cyclotronic electronic frequency F_{ce} .

4 Real-time adaptation

The current reconstruction program requires signal processing to obtain an exploitable phase. The filtering processes are time and computation demanding, and do not suit the challenges of real-time measurement. This

article presents the development of a two new methods that enable to reconstruct the radial density profile without this large amount of data processing, but still extracting accurate data.

i. Initialization

First, a new initialization method was developed relying on the jump in the signal beating frequency. The beating frequency F_b is defined as the frequency of the reflected signal with respect to the reference signal frequency. This frequency jump is caused by the change of the reflection position between the inner wall and the outer plasma edge and is illustrated in Figure 3a. Figure 3a shows the beating frequency of the return signal for one frequency sweep: $F_b = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dF}$ that varies depending on the position of the reflection in the plasma. The frequencies are different from Figure 2 because the studying plasma discharges where different but the principle stay the same. It illustrates the different interesting areas along the wave propagation during the frequency sweep. The new initialization method uses two filters to separate the signal, and the initialization point is determined when the amplitudes of the two filtered signals intersect, as shown in figure 3b.

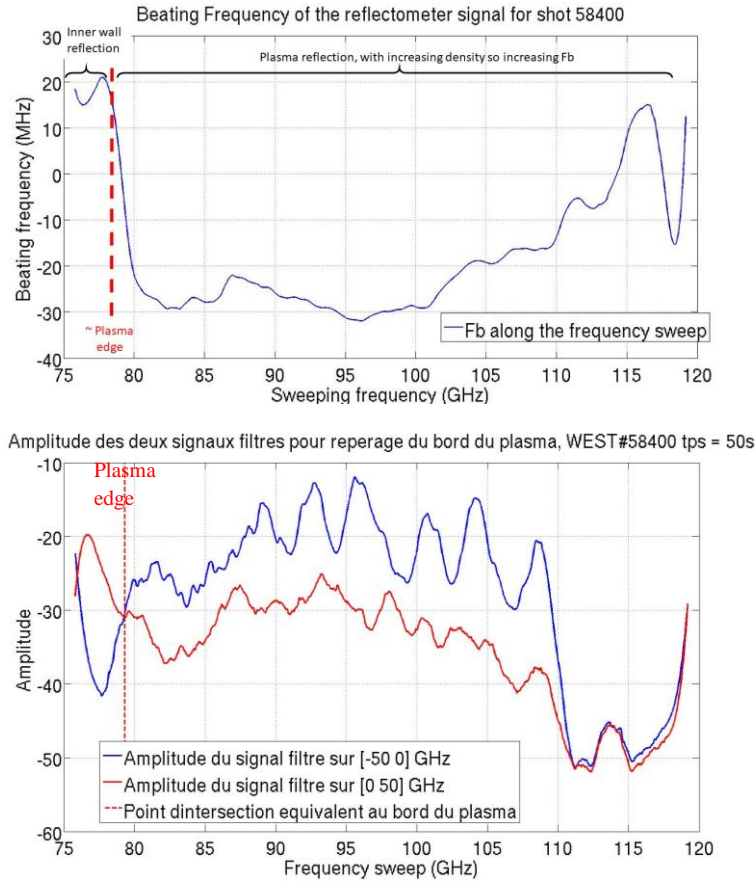
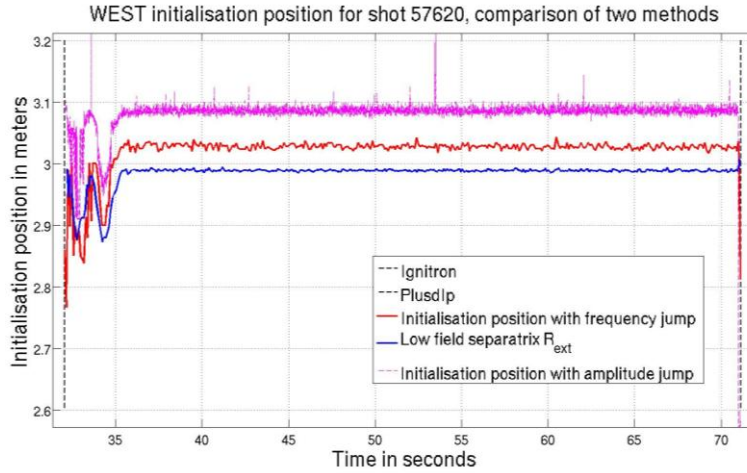


Figure 3: Beating frequency of the return signal in different plasmas areas (3a). Amplitudes of two filtered signals to detect the edge of the plasma (3b).

Amplitude (dB)

Figure 4 illustrates the initialization positions computed with the two different methods along time for an entire discharge, in addition to the low field side separatrix of the plasma R_{ext} . A shift is observed between the two initialization positions: it can be attributed to the low density plasma at the edge. The original computation collects the edge of this low density plasma, while the new calculation detects the frequency jump, marginally



inside.

Figure 4: Comparison of the initialization positions from two computation methods, along time for an entire plasma discharge of WEST.

The accuracy of this new initialization method has been evaluated through an analysis of its effects on the reconstructed profiles. It is observed that the slight deviation in the initialization point has minimal impact on the reconstruction, as depicted in Figure 5. Figure 5 visually presents the difference in radial positions of the density profile corresponding to the two initialization points. Consequently, introducing a small section a plasma with nearly zero density does not significantly affect the overall profile.

This new method enables a gain of time by minimizing the computational demands of signal processing, necessitating the application of two filters and two Savitzky-Golay cleaning procedures, as opposed to the comprehensive data processing methodology initially employed. In addition to the temporal efficiency gained, the signal can undergo real-time filtering during the reception of the return signal, avoiding the necessity to wait for the entire sweep for processing and utilization. Consequently, it is well suited for real-time signal processing.

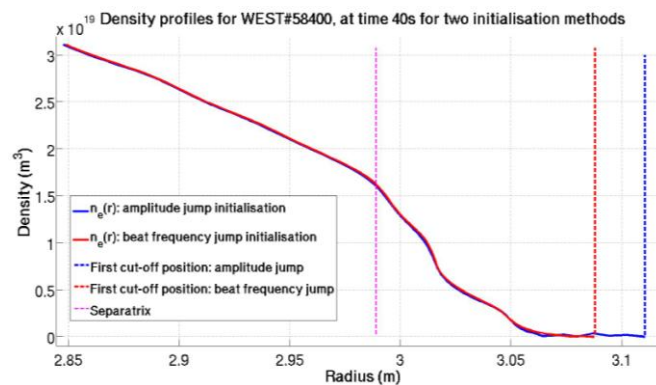


Figure 5: Electronic density profile for two initialization methods and illustration of the accuracy of the new one (5).

ii. Time of flight extraction

The newly tested real-time method uses time of flight rather than phase, making extraction more straightforward and less susceptible to noise and error. This facilitates the reconstruction with a reduced number

of radial position. The phase is originally extracted from the signal, but requires an extensive cleaning process for usability. In contrast, the new method employs the time of flight, that can be directly extracted from the spectrogram of the return signal, as depicted in Figure 6a. The spectrogram is generated through the application of a Short Term Fourier Transform (STFT) along the frequency sweep. The intense line corresponds to the beating frequency F_b , and its extraction from the signal involves identifying the maximum of each windowed spectrum. The time of flight being the propagation time of the wave round-trip in plasma, it is directly obtained from this relation : $\tau = F_b \frac{\Delta t}{\Delta F}$. This approach enables the acquisition of a reasonable accurate time of flight without necessitating extensive signal processing. Figure 6b illustrates the time of flight extracted from a cleaned and processed signal, involving phase extracting with the unwrap function, in comparison to a time of flight extracted from the STFT method with a entirely unprocessed signal. It can be observed that the two time of flight are quite comparable, and the difference will not result in a significant impact on the profile reconstruction.

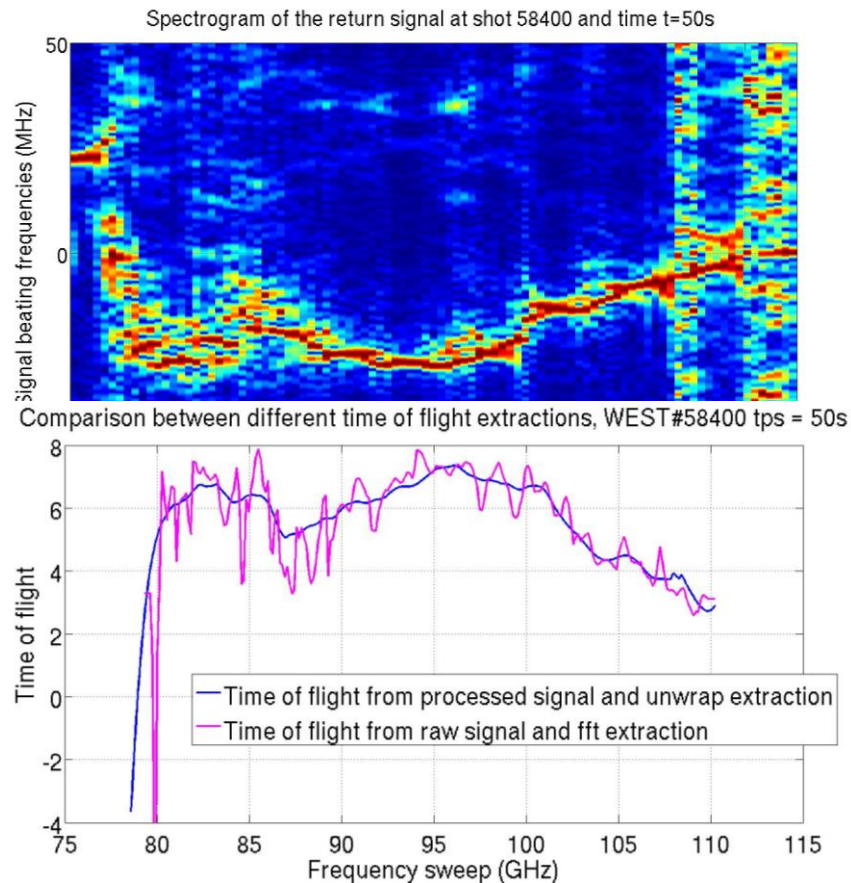


Figure 6: Spectrogram of the return signal, illustrating the extraction of F_b (6a). Time of flight from unwrap of processed signal versus time of flight from STFT on raw signal (6b).

iii. Reconstruction algorithm

Then, a new method was developed and examined for profile reconstruction, using the time of flight rather than the phase. This method is quite similar to the existing one, employing a step-by-step algorithm based on approximation of the refractive index. The development and testing of this new computation involved theoretical profiles, depicted in Figure 7a, as well as experimental data, presented in Figure 7b. Both investigation demonstrate a god level of accuracy in comparison to the original profiles. The experimental reconstruction

reveals differences between the two reconstruction methods, likely attributed to the time of flight extraction that may need a slight processing for exact precision. Nevertheless, utilizing the raw data already gives satisfying profiles.

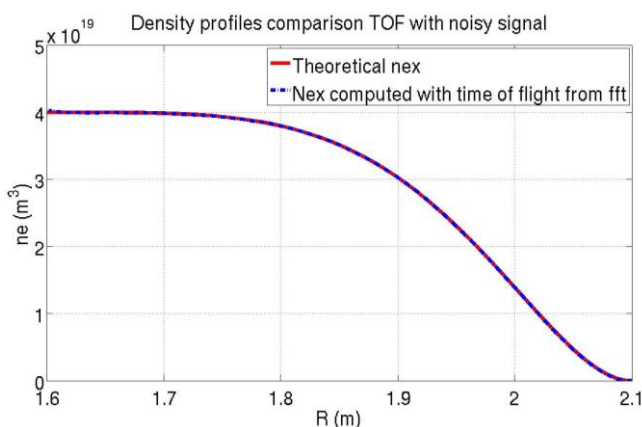
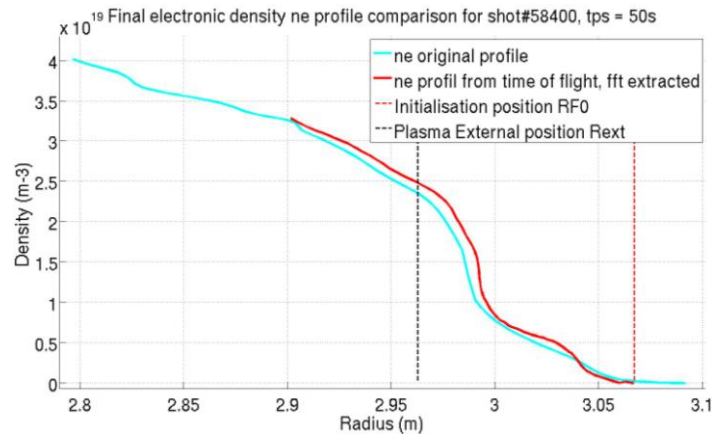


Figure 7: Density profile reconstructed with the new method from simulation (7a). Density profiles reconstructed with the new method from experimental data (7b)



5 Perspectives

After testing this new reconstruction program on matlab, the computation time was estimated. The initial profile reconstruction takes approximately 307 milliseconds while the new method requires 143 milliseconds. Then, the newly developed reconstruction algorithm in matlab was transposed to the C language. The processing time for a single profile is reduced to 2.750 milliseconds, a time comparable to the WEST control cycle time.

The next step involves implementing the algorithm on the reflectometer PC to process data acquired by the innovative Nectarine card. Additionally, the algorithm must access real-time parameters like the plasma major and minor radius. The computation of the magnetic field is also necessary since real-time data for this parameter is not currently available. Following the programming of the card for a first prototype of profile reconstruction, the aim is to obtain real-time density measurement during the ongoing experimental campaign that will end in April 2024.

Références bibliographiques

- [1] Gonçalves, Bruno, et al. "Advances, Challenges, and Future Perspectives of Microwave Reflectometry for Plasma Position and Shape Control on Future Nuclear Fusion Devices." *Sensors* 23.8 (2023): 3926.
- [2] Naumann, C. L., et al. "New electronics for the cherenkov telescope array (NECTAr)." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 695 (2012): 44-51.
- [3] Stroth, U., et al. "Model for access and stability of the X-point radiator and the threshold for marfes in tokamak plasmas." *Nuclear Fusion* 62.7 (2022): 076008.
- [4] Clairet, F., et al. "Fast sweeping reflectometry upgrade on Tore Supra." *Rev. Scien. Inst.* **81**.10 (2010).
- [5] Clairet, F. *Réflexométrie de balayage en fréquence sur le tokamak Tore Supra*. Diss. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille I, 2007.

Ray tracing methods for wave propagation in moving plasmas*Méthodes de lancer de rayon pour la propagation d'ondes
dans les plasmas en mouvement*

A. Braud, J. Langlois, R. Gueroult

LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, 31062 Toulouse, France, aymeric.braud@laplace.univ-tlse.fr

Keywords : Moving plasma, ray-tracing, geometrical optics, light-dragging

Mots-clés : Plasma en mouvement, lancer de rayon, optique géométrique, entraînement de la lumière

Abstract/Résumé

The propagation of a wave in a medium is in general affected when the medium is moving. Because plasma equilibria often involve plasma motion, for instance in astrophysics or for nuclear fusion, understanding the effect of motion on plasma waves is particularly important. Within this objective, we are here interested in developing a ray tracing method to study the trajectory of rays propagating in a moving plasma under the geometrical optics approximation. An effective dispersion relation for the moving medium as seen from the laboratory is first found by performing a Lorentz transformation of the dispersion relation known for the medium at rest, and then used in the ray tracing equations which give the trajectories of the rays. We find that the ordinary mode of the magnetized cold plasma is unaffected by the motion, but that the extraordinary mode undergoes a drag which increases with the velocity and which can be significant at low frequency.

La propagation d'une onde dans un milieu est en général modifiée lorsque celui-ci est en mouvement. Les configurations d'équilibre d'un plasma reposant souvent sur un champ de vitesse, comme par exemple en astrophysique ou pour la fusion par confinement magnétique, une compréhension des effets du mouvement sur les ondes plasmas est particulièrement souhaitable. On s'intéresse ici à développer une méthode de lancer de rayon pour étudier la trajectoire des rayons se propageant dans un plasma en mouvement dans l'approximation de l'optique géométrique. Une relation de dispersion effective pour le milieu en mouvement vu du laboratoire est identifiée en effectuant une transformation de Lorentz de la relation de dispersion du milieu au repos, nous permettant alors d'obtenir les équations de lancer de rayon qui donnent les trajectoires des rayons. On trouve que le mode ordinaire du plasma froid magnétisé n'est pas affecté par le mouvement du plasma, tandis que le mode extraordinaire subit un entraînement par le plasma d'autant plus grand que la vitesse est grande. Cet entraînement pourrait être important notamment à basse fréquence.

1 Context and motivations

Waves are used routinely in plasmas. Applications include plasma control, such as plasma heating for magnetic confinement fusion, as well as plasma diagnostics, such as estimating interstellar magnetic fields via Faraday rotation. The design of these control systems and the interpretation of these diagnostics rely directly on plasma waves theory to model propagation in these anisotropic dispersive media, in the presence of possible plasma non-uniformities (density, magnetic field, etc.). However, these models and the theory of waves in plasmas neglect, other than for rare exceptions, the effect of a velocity field. Indeed, even though it has long been established that motion can have an effect on wave propagation, and that rotation phenomena are encountered in a wide range of environments from laboratory plasmas to astrophysics to magnetic confinement fusion, wave propagation properties are in general determined assuming a plasma at rest. The aim of the work presented here is to present the first elements of an eikonal formalism that can subsequently be extended to numerically model a number of manifestations of the effect of motion on propagation in a plasma.

This manuscript is organized as follows. First, in Section 2, we will discuss how the methods of geometrical optics and ray tracing can be used to obtain the trajectories of waves in a moving medium. Then, in Section 3, these results will be applied to the case of a moving magnetized cold plasma, and we will examine certain effects of the motion for specific modes. Finally, some concluding remarks will be given in Section 4.

2 Geometrical optics applied to moving media

The aim of this section is to present how the classical geometrical optics (GO) methods can be applied to model the propagation of waves in moving media. Media considered here are arbitrary, e.g. they can be anisotropic and inhomogeneous. The velocity field of the medium is taken to be an arbitrary smooth vector field. The space and time variations of the inhomogeneities are required to be slow in the GO approximation. First, a brief summary of classical GO methods is given.

Then, elements on electromagnetism and wave propagation in a uniformly moving medium are introduced to identify an effective dispersion relation for the moving medium as seen from the laboratory frame. Finally, conditions under which the ray tracing equations can be applied to an arbitrarily moving medium, as well as the effect of motion, are examined.

2.1 Basics of geometrical optics

A thorough introduction to geometrical optics can be found in a number of books and papers [1–3]. Here we simply recall the key elements that we will need later to discuss ray tracing in moving media, following primarily Tracy’s textbook [1].

The physics problem of interest here is the propagation of waves in a linear medium. The multicomponent wave field is denoted Ψ and can be for example the electric field or a density field. Let us assume that this problem is entirely described by a linear wave equation $\underline{D}(\mathbf{x}, i\nabla, -i\partial_t)\Psi = \mathbf{0}$ [1] with \underline{D} a matrix of differential operators, which we want to solve in order to describe how the waves propagate in this medium. To make it less abstract, we can consider as an illustration an homogeneous isotropic nondispersive medium with refractive index n . The wave equation for the electric field \mathbf{E} is then $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + n^2/c^2 \partial_t^2 \mathbf{E} = 0$, so that in this case $\underline{D} = \underline{\nabla\nabla} + n^2/c^2 \partial_t^2 \mathbf{1}$ with $\underline{\nabla}$ the matrix associated to the curl operator.

2.1.1 Eikonal expansion and geometrical optics

Geometrical optics is a method to obtain approximate solutions to the wave equation. This method requires that the characteristic variation length L of the properties of the medium is large compared to the wavelength λ of the wave [1]². As a consequence, wave optics effects such as diffraction are neglected. The benefit of this approximation is that the wave equation, which is a partial differential equation (PDE) system and hence is difficult to solve, can be reduced to a system of ordinary differential equations (ODEs). This system, which is easier to solve, is called the ray tracing equations (RTEs) [1]. The solutions of the RTEs take the form of rays which are parametric curves in phase space and can be interpreted in physical space as light rays. Precisely, in physical space, rays are the integral curves of the Poynting vector field [4], or equivalently the group velocity field, and are therefore the trajectories of the wave packets [5]. Computing a large number of rays allows one to reconstruct a wave field as an approximate solution to the wave equation [1].

The essence of this method is that it consists in a scale separation between the dynamics of the phase and of the envelope. The former is supposed to evolve faster than the latter, whose variations are of the same order as those of the properties of the medium. A parameter $\epsilon = \lambda/L$ [6] is introduced to keep track of this ordering, with $\epsilon \ll 1$. This parameter is analogous to the Planck constant \hbar of quantum physics [2, 5] and is therefore sometimes called the semi-classical parameter [5]. It is also called the eikonal parameter [1] or the ordering parameter [2].

RTEs are derived by assuming a quasi-plane wave form for the wave field. This means that the wavefront varies slowly so the wave is locally plane [1]. Specifically, each propagating mode supported by the medium [1, 6] is then written as

$$\Psi_m(\mathbf{x}, t) = A(\mathbf{x}) \exp [i(\epsilon^{-1}\Phi_0(\mathbf{x}, t) + \Phi_1(\mathbf{x}))] \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{x}) \quad (1)$$

where the subscript m refers to the mode m , and A , Φ_0 and Φ_1 are three real scalar fields being respectively the amplitude, the dynamical (or eikonal) phase and the amplitude phase. $\hat{\mathbf{e}}$ is a complex unit vector field being the polarization of the mode. We dropped here the subscript m of the mode to which these fields are associated in order to simplify the notations. All these fields have slow variations compared to the dynamical phase Φ_0 . This is modelled by the presence of ϵ^{-1} multiplying Φ_0 . Eq. (1) is known as eikonal approximation [1] or WKB ansatz [2, 6]

Plugging the WKB ansatz Eq. (1) in the wave equation gives a series in powers of ϵ from which wave equations at successive orders in ϵ can be extracted. The leading order in ϵ , which corresponds to the ϵ^0 terms, only gives the trajectory of the rays in phase space, i.e. the position and the wave vector ($\mathbf{x}(s)$, $\mathbf{k}(s)$) as functions of a parameter s parameterizing the ray [1]. It is the equivalent of the classical limit $\hbar \rightarrow 0$ in quantum physics. To obtain information on the evolution of amplitude and polarization along the ray, one needs to consider the RTEs to first order $\mathcal{O}(\epsilon)$ [1]. First-order RTEs also give first-order corrections to the trajectory describing the bending of the rays due to polarization state through spin-orbit interactions [7], including spin-Hall effect [8] or optical Magnus effect [9]. In this work, we are interested in the trajectory to zeroth-order, and thus focus on the zeroth-order RTEs.

2.1.2 Ray tracing equations for the ray trajectory

The wave equation to zeroth-order in ϵ can be written as $\underline{D}(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega)\Psi = \mathbf{0}$ where \mathbf{k} and ω , defined as $\mathbf{k} \doteq -\nabla\Phi_0$ and $\omega \doteq \partial_t\Phi_0$, are respectively the zeroth-order wave vector and angular frequency and \underline{D} is a matrix called the dispersion matrix [2]. This matrix describes how the wave behaves locally. Indeed, since it is to zeroth-order in ϵ , it does not include any derivative of the medium properties. The eigenvalues of this matrix which we write \mathcal{D}_m are the zeroth-order dispersion functions, and the corresponding unit eigenvectors $\hat{\mathbf{e}}_m$ are the unit polarization vectors of the modes [1].

1. Rigorously, the general linear wave equation is an integrodifferential equation but can be reduced to this pseudodifferential form [1] using the Weyl symbol calculus that we do not discuss in this document. Moreover, for the sake of simplicity, we assume here that it does not depend on time t although the method would be the same.

2. If the medium were not time-stationary i.e. if the wave equation depended on time, the method would require that the characteristic time of the variations in time of the medium would be large compared to the period of the wave.

The dispersion relation of the mode m is $\mathcal{D}_m(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega) = 0$ and can be viewed as the Hamilton-Jacobi equation of a particle with position \mathbf{x} and momentum \mathbf{k} , and \mathcal{D}_m the Hamiltonian [2]. Using this analogy and Hamilton's equations, one writes the equations for the trajectory in phase space as [1]

$$\frac{d\mathbf{x}}{ds} = -\nabla_{\mathbf{k}} \mathcal{D}_m, \quad \frac{d\mathbf{k}}{ds} = \nabla_{\mathbf{x}} \mathcal{D}_m. \quad (2)$$

We call these equations the trajectory RTEs and their solutions are the trajectories of the rays in phase space $(\mathbf{x}(s), \mathbf{k}(s))$ [1]. These trajectories are those of the energy of the wave, i.e. of the wave packet or, with a quantum physics point of view, those of the photons. These equations are similar to those of the dynamics of a point-particle [10]. The group velocity $\mathbf{v}_g \doteq d\mathbf{x}/dt$ is tangent to the ray in physical space and is the velocity of the trajectory associated to t as the ray parameter³. Since these equations are to zeroth-order in ϵ , they do not provide any information on the evolution of the amplitude or of the polarization.

Note importantly here that the use of these equations for a mode m only requires to have the dispersion function \mathcal{D}_m describing this mode. In the next paragraph we will therefore aim at obtaining these functions, playing the role of Hamiltonians, for modes propagating in moving media.

2.2 Electromagnetism in uniformly moving media

Let us now illustrate how to relate the properties of wave propagation in a medium in uniform linear motion to a laboratory frame dispersion function describing the local behaviour of the wave.

2.2.1 Lorentz transformations

We first define two reference frames : the frame attached to the laboratory, called the lab-frame and denoted Σ , where the observer is at rest, and the frame attached to the uniformly moving medium, called the rest-frame and denoted Σ' , where the medium is at rest [11, 12]. All quantities expressed in the rest-frame will be indicated by a prime. Let us also write \mathbf{v} the constant velocity of the medium.

If we assume the lab-frame Σ to be inertial then Σ' is also inertial and the Lorentz transformations⁴ can be used to transform the position four-vector $x^\mu = (ct, \mathbf{x})$ ⁵ and the wave four-vector $k^\mu = (\omega/c, \mathbf{k})$ from one frame to the other. The Lorentz transformations for these four-vectors are [13]

$$ct' = \gamma(ct - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{x}) \quad \omega' = \gamma(\omega - c\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{k}) \quad (3a)$$

$$\mathbf{x}' = (\mathbf{1} + (\gamma - 1)\boldsymbol{\beta} \otimes \boldsymbol{\beta})\mathbf{x} - \gamma\boldsymbol{\beta}ct, \quad \mathbf{k}' = (\mathbf{1} + (\gamma - 1)\boldsymbol{\beta} \otimes \boldsymbol{\beta})\mathbf{k} - \gamma\boldsymbol{\beta}\omega/c \quad (3b)$$

where the vector $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$ is the dimensionless velocity and $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ is the Lorentz factor. The first equation Eq. (3a) of the Lorentz transformation on the wave four-vector describes in particular the relativistic Doppler effect [13, 14] causing a shift in the frequency of the wave from one frame to the other depending on the angle between the wave vector and the velocity. The second equation Eq. (3b) describes the relativistic aberration effect, that is a change in the direction of the wave vector from one frame to the other which depends on its direction and on the frequency.

2.2.2 Effective medium

We would like to describe the propagation of waves as observed by an observer at rest in the lab-frame. The approach adopted here is to consider the moving medium as an equivalent effective medium at rest in lab-frame but with additional properties due to its motion [15, 16]. The velocity is then seen as a vector property of the effective medium in a way like, for example, the magnetic field can be considered as a vector property of the medium or the refractive index or the density as scalar properties.

If we denote \mathcal{D}'_m the dispersion functions of the modes propagating in the medium when it is at rest i.e. in the frame Σ' , then we let \mathcal{D}_m be the dispersion functions of these same propagating modes but seen from lab-frame where the medium is moving. The \mathcal{D}_m are therefore the dispersion functions describing the propagation of the modes in the effective medium [17]. From there, the effective medium can be treated as any classical medium at rest. But the effective medium is more complicated than the original medium since the velocity adds a preferred direction and the effective medium is then in general bianisotropic [13, 18] and spatially dispersive [15] even if the original medium is isotropic and nondispersive.

2.2.3 Dispersion relation in lab-frame

There are two ways [13, 15] to obtain the dispersion functions \mathcal{D}_m of the effective medium that we need to use the RTEs and then to compute the trajectories of the rays.

The first one, used notably in Refs. [12, 19, 20], can be called the *lab-frame approach* since the main part of the calculations are done with a lab-frame point of view. The first step is to derive the constitutive relations of the effective

3. It is possible to parameterize the rays using t instead of s .

4. To be exact, here we use the Lorentz transformations for a Lorentz boost.

5. Using a common notation abuse, we designate here the contravariant (resp. covariant) four-vectors by the notation of their contravariant (resp. covariant) components where the Greek indices go from 0 to 3.

medium as seen in the lab-frame starting with the constitutive relations in the rest-frame, using the Lorentz transformations of the electromagnetic fields [21]. These relations combined with Maxwell's equations written in the lab-frame are finally used to obtain a wave equation. Proceeding in the framework of GO as explained above, the lab-frame dispersion matrix \mathcal{D} is obtained from the wave equation to zeroth-order in the small eikonal parameter ϵ , and the dispersion functions \mathcal{D}_m of the modes are the eigenvalues of this matrix. This approach has however two major drawbacks. First, finding the eigenvalues of the dispersion matrix is only tractable for simple media. Second, the calculations become very complicated when one wants to work beyond the first order in β . To circumvent these difficulties we will mostly use the second approach.

The second approach, adopted in [22] and referred to as the *transformation approach*, uses the fact that the dispersion relation is Lorentz covariant, in the sense that the dispersion relation in one frame can be obtained from the one in the other frame only by Lorentz transforming the position four-vector $x^\mu = (ct, \mathbf{x})$ and the wave four-vector $k^\mu = (\omega/c, \mathbf{k})$ using the Lorentz transformations Eqs. (3). This result was demonstrated by Censor for an homogeneous anisotropic [14] or a bianisotropic [17] medium. Similarly to Refs. [14, 17], this can be written

$$\mathcal{D}_m(x^\mu, k^\mu) = \mathcal{D}'_m(x'^\mu(x^\mu), k'^\mu(k^\mu)) \quad (4)$$

where x'^μ and k'^μ are expressed as functions of x^μ and k^μ through the Lorentz transformations Eqs. (3). This amounts in fact to taking into account the relativistic Doppler and aberration effects seen by the moving medium because of its velocity. As a result, one only needs to know the dispersion function in the rest-frame \mathcal{D}'_m , which is often the case, to immediately obtain the dispersion function of the effective medium \mathcal{D}_m in the lab-frame. The advantages of this approach compared to the first one are that it works for very general media [17], in particular for dispersive anisotropic media like magnetized plasmas [22] (see Section 3), and that it yields the dispersion functions to all orders in β . We must note here though that, as shown by the x^μ dependency in Eq. (4), we assume the covariance property to hold for inhomogeneous media (we assume \mathcal{D}'_m to have slow spatial dependencies), whereas it was only demonstrated by Censor for homogeneous media [17].

Let us now illustrate this transformation approach by going back to our example of an isotropic nondispersive medium, which we now consider to be moving. The refractive index of this medium at rest is denoted n' . The dispersion function of the modes propagating in such a medium in rest-frame is well-known : $\mathcal{D}'_{\text{iso}} = n'^2 \omega'^2/c^2 - k'^2$. Using the Lorentz transformations Eqs. (3), we then get the dispersion function in lab-frame [23]

$$\mathcal{D}_{\text{iso}} = \omega^2/c^2 - k^2 + (n'^2 - 1)\gamma^2(\omega/c - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{k})^2. \quad (5)$$

We see that \mathcal{D} depends on the direction of \mathbf{k} through the term $\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{k}$ whereas it was not the case for \mathcal{D}' . Note also that for the vacuum ($n' = 1$) the dispersion functions in the two frames are the same, which is consistent with the fact that a moving vacuum remains a vacuum. This comes from the fact that the quantity $\omega'^2/c^2 - k'^2 = \omega^2/c^2 - k^2$ is a Lorentz scalar, and is thus invariant under Lorentz transformations.

Summing our findings, we found how to obtain the dispersion function \mathcal{D}_m necessary to use the trajectory RTEs in the lab-frame as long as \mathcal{D}'_m is provided. It is worth noting that to study all the modes propagating in a moving medium, one has to consider also the purely oscillatory modes and the evanescent modes which can become propagative from lab-frame although they do not propagate in the rest-frame [14]. We interpret this phenomenon as a consequence of the loss of simultaneity between the two reference frames according to special relativity.

2.3 Dispersion functions for arbitrarily moving media

Having shown in the previous paragraph how to obtain lab-frame trajectory RTEs for a medium in uniform motion, we would like to extend it to the case of a medium in arbitrary motion, as considered in Refs. [23, 24].

To this end let us consider a medium with an arbitrary time-stationary ⁶ velocity field $\boldsymbol{\beta}(\mathbf{x}) = \mathbf{v}(\mathbf{x})/c$. The idea explored here is to work within the GO framework presented above. To do so we require for the characteristic variation lengths of the velocity field to be large compared to the wavelengths [23, 25]. As a result $\boldsymbol{\beta}$ does not change significantly over the spatial scale of a wavelength, and the wave thus sees locally the medium as being in uniform linear motion. Then, assuming that "special relativity theory is valid locally and instantaneously" [25], the local behaviour of the wave is then described by $\mathcal{D}_m(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega)$ [5] which has been obtained using the methods for a uniform linear motion of Subsection 2.2, considering crucially the local velocity $\boldsymbol{\beta}(\mathbf{x})$ as a constant [23]. This way, we get $\mathcal{D}_m(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega)$ at each position \mathbf{x} , and the expression of $\mathcal{D}_m(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega)$ does not contain derivatives of the velocity field as expected to zeroth-order in the eikonal small parameter.

2.4 Ray tracing in arbitrarily moving media

Now that we have the dispersion functions \mathcal{D}_m of the modes propagating in the arbitrarily moving medium observed from lab-frame, we can finally compute the trajectory of the rays using the trajectory RTEs (2). Going back again to the example of a moving isotropic nondispersive medium with refractive index n' , and limiting ourselves to first order in β for

⁶. The stationary hypothesis is only here to simplify the discussion by having a wave equation independent in time as in the explanation of GO at the beginning of the document.

the sake of simplicity, we find the trajectory RTEs

$$\frac{d\mathbf{x}}{ds} = 2\mathbf{k} + 2(n'^2 - 1)\frac{\omega}{c}\boldsymbol{\beta}, \quad (6a)$$

$$\frac{d\mathbf{k}}{ds} = -2(n'^2 - 1)\frac{\omega}{c}(\mathbf{k} \times (\nabla \times \boldsymbol{\beta}) + (\mathbf{k} \cdot \nabla)\boldsymbol{\beta}). \quad (6b)$$

We can now discuss some effects the motion has on the propagation of the waves in light of Eqs. (6).

First, we see that the velocity appears in Eq. (6a) in the form of a term proportional to $\boldsymbol{\beta}$ on the right hand side, that adds to the term $2\mathbf{k}$ expected without motion. This term is responsible for altering the group velocity $\mathbf{v}_g \propto d\mathbf{x}/ds$ of the wave as seen in the lab-frame. There is now a finite angle between the wave vector \mathbf{k} and the group velocity \mathbf{v}_g , in contrast with what is found in this medium at rest where those two vectors are aligned. We interpret this as a drag of the wave by the medium. Such drag was theorized by Player [26] and experimentally observed by Jones [27].

Second, we see that the velocity also appears in the second equation Eq. (6b), in the form of a contribution that depends on the velocity field non-uniformity. This was to be expected in that the velocity field non-uniformity leads to inhomogeneous properties for the effective medium. This non-uniformity causes a bending of the rays by affecting the evolution of \mathbf{k} along the ray, just like an inhomogeneous refractive index $n'(\mathbf{x})$ would, which then carries over to the group velocity.

2.5 Relation to previous work

Let us now discuss briefly how the model for ray tracing in moving media proposed above, that is the combination of the trajectory RTEs Eqs. (2) and the lab-frame dispersion function \mathcal{D}_m obtained by Lorentz transforming the rest-frame one \mathcal{D}'_m , relates to previous contributions on the topic.

Considering the particular case of an isotropic non-dispersive medium, Rozanov [3] derived from the wave equations on the electric and magnetic fields and from the expression of the Poynting vector a different set of RTEs. The derivation is however restricted to first order in $\boldsymbol{\beta}$. The effects of the motion then appear as a perturbation term in the trajectory RTEs, which is a correction to the result for zero motion. This perturbation term can be interpreted, in the point-particle analogy, as an additional force term which deviates the trajectory of the rays. We verified that the trajectory RTEs Eqs. (2) equipped with the lab-frame dispersion function \mathcal{D}_m , found as explained above, are equivalent to the trajectory RTEs with the perturbation term found by Rozanov [3].

Still for isotropic non-dispersive medium, another approach that has been explored is to make use of a relativistic formalism [23, 24, 28, 29], valid this time to all orders in $\boldsymbol{\beta}$. Gordon [28] rewrote the covariant constitutive relations for a moving isotropic medium into a unique constitutive relation similar to the one of an empty curved spacetime. This equivalent virtual spacetime is called optical spacetime and is equipped with an optical metric \bar{g} , which depends on the characteristics of the medium and on its motion. The effects of the moving medium on wave propagation in physical spacetime are the same as the ones of an empty spacetime adequately curved. Under this formalism the dispersion function writes [24, 28, 29]

$$\mathcal{D}_{\text{Gordon}} = \bar{g}^{\mu\nu} k_\mu k_\nu \quad \text{with} \quad \bar{g}^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} + (n'^2 - 1)\beta^\mu \beta^\nu, \quad (7)$$

where \bar{g} is the Gordon optical metric, g is the metric of the physical space and $\beta^\mu = \gamma(1, \boldsymbol{\beta})$ is the dimensionless four-velocity of the medium. We verified that this dispersion function is exactly equal to the one found above Eq. (5).

Compared to these earlier contributions, a strong advantage of the formulation proposed in this work, and principal motivation for its development, is that it can accommodate dispersive and anisotropic media, such as plasmas as considered next.

3 Ray tracing in moving plasmas

In this section, the theory established in Section 2 is applied to a moving cold plasma. First the dispersion functions for a moving cold plasma as seen from the lab-frame are derived. These expressions are then used to discuss some effects of motion on the propagation of O and X modes.

3.1 Dispersion functions for moving cold plasmas

The problem of finding the dispersion relations from the lab-frame of a plasma in uniform linear motion has already received attention, both using the lab-frame approach [12, 20, 30] and the transformation approach [22, 31]. These previous contributions did however focus primarily on the electronic response. Here we follow the second approach presented in Section 2 to rederive these results without any particular assumption. As a reminder, it consists in performing Lorentz transformations in the rest-frame dispersion functions $\mathcal{D}'_m(\mathbf{x}', \mathbf{k}', \omega')$ to obtain the lab-frame ones $\mathcal{D}_m(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega)$.

3.1.1 Moving unmagnetized plasma

There are two different modes in an unmagnetized plasma at rest : the electromagnetic propagating mode and the electrostatic oscillating mode. The latter does not propagate.

The dispersion function of the propagating mode (O mode) is [32]

$$\mathcal{D}'_O(\mathbf{k}', \omega') = \omega'^2/c^2 - k'^2 - \omega_p'^2/c^2 \quad (8)$$

where $\omega_p'^2 = \omega_{pe}'^2 + \omega_{pi}'^2$ with ω_{ps}' the plasma frequency of the species s as measured in the rest-frame Σ' . Recalling that the quantity $\omega'^2/c^2 - k'^2$ is a Lorentz scalar, the lab-frame dispersion function writes straightforwardly

$$\mathcal{D}_O(\mathbf{k}, \omega) = \omega^2/c^2 - k^2 - \omega_p'^2/c^2. \quad (9)$$

The dispersion function of the oscillating mode is [14]

$$\mathcal{D}'_{\text{osc}}(\omega') = \omega'^2 - \omega_p'^2. \quad (10)$$

Expressing ω' as a function of ω and \mathbf{k} according to the Lorentz transformations Eqs. (3), we obtain lab-frame dispersion function

$$\mathcal{D}_{\text{osc}}(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega) = \gamma^2(\omega - c\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\beta}(\mathbf{x}))^2 - \omega_p'^2 \quad (11)$$

Unlike $\mathcal{D}'_{\text{osc}}$, \mathcal{D}_{osc} contains both ω and \mathbf{k} meaning that this dispersion function describes a propagative mode. The oscillating mode, which does not propagate in rest-frame, does propagate in lab-frame [14].

3.1.2 Moving magnetized plasma

The method presented in Section 2 can be applied to obtain the dispersion functions in the lab-frame for the modes propagating at an arbitrary angle with respect to the background magnetic field \mathbf{B}_0 in a moving magnetized cold plasma. This amounts to expressing from the Lorentz transformations Eqs. (3) ω' and \mathbf{k}' in terms of ω and \mathbf{k} in the Appleton-Hartree equation [33] that is well known in the plasma rest-frame, to obtain its equivalent in the lab-frame.

Rather than dealing with these general formulas, which are rather heavy, we focus here on the simpler case where the wave vector is perpendicular to the magnetic field ($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$). In this configuration, that is for perpendicular propagation, the modes propagating in the rest-frame are the well known O and X modes. The O mode is the same as in an unmagnetized plasma. From the discussion above we already have its dispersion function from the lab-frame, that is Eq. (9). Moving on to the X mode, the dispersion function in the rest-frame is

$$\mathcal{D}'_X(\mathbf{k}', \omega') = \omega'^2 - k'^2 c^2 + \omega'^2 \left(\chi'_\perp(\omega') - \frac{\chi'^2_\times(\omega')}{1 + \chi'_\perp(\omega')} \right) \quad (12)$$

with χ'_\perp and χ'_\times the components of the susceptibility tensor $\underline{\chi}'$ of the magnetized cold plasma in the rest-frame. Using the Lorentz transformations Eqs. (3) it directly yields the dispersion function in the lab-frame

$$\mathcal{D}_X(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega) = \omega^2 - k^2 c^2 + \gamma^2(\omega - c\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\beta}(\mathbf{x}))^2 \left(\chi'_\perp(\gamma(\omega - c\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\beta}(\mathbf{x}))) - \frac{\chi'^2_\times(\gamma(\omega - c\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\beta}(\mathbf{x})))}{1 + \chi'_\perp(\gamma(\omega - c\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\beta}(\mathbf{x})))} \right). \quad (13)$$

We immediately see that \mathcal{D}_X now depends on the direction of \mathbf{k} , whereas it was not the case for \mathcal{D}'_X .

3.2 Effects of motion on propagation of O and X modes

Having derived the lab-frame dispersion functions for O and X modes, let us now discuss some effects of the motion on these two classical modes. We focus here for the sake of simplicity on the case of a uniform motion.

3.2.1 O mode

We showed above that the dispersion function for the O mode is Lorentz invariant, meaning that it has exactly the same form whether it is expressed in Σ' or Σ [34]. In particular, the dispersion function from the lab-frame \mathcal{D}_O has no dependence on the velocity $\boldsymbol{\beta}$. This is a notable feature since it means that the O mode is not affected by the motion of the plasma. In other words, it propagates in the same way whether the plasma is moving or not. As a consequence, it is not possible to probe the motion of a cold plasma using an O mode.

We note further that the plasma frequency is also Lorentz invariant, i.e. we have $\omega_p = \omega'_p$ [35] with ω_p (resp. ω'_p) the plasma frequency as measured in the frame Σ (resp. Σ'). The cutoff of the O mode is therefore unaffected by the motion.

3.2.2 X mode

Unlike the O mode, the propagation of the X mode is modified by the motion of the plasma. In particular the X mode ray is dragged in the direction of the velocity of the medium : its group velocity \mathbf{v}_g is no longer aligned with its wave vector \mathbf{k} due to an extra term associated with motion which depends on the velocity $\boldsymbol{\beta}$.

To illustrate this effect, we consider the case where the velocity is perpendicular to the wave vector ($\mathbf{v} \perp \mathbf{k}$). Consequently, the configuration studied here is such that the vectors $(\mathbf{v}, \mathbf{k}, \mathbf{B}_0)$ form an orthogonal trihedron. Figure 1 shows the angle

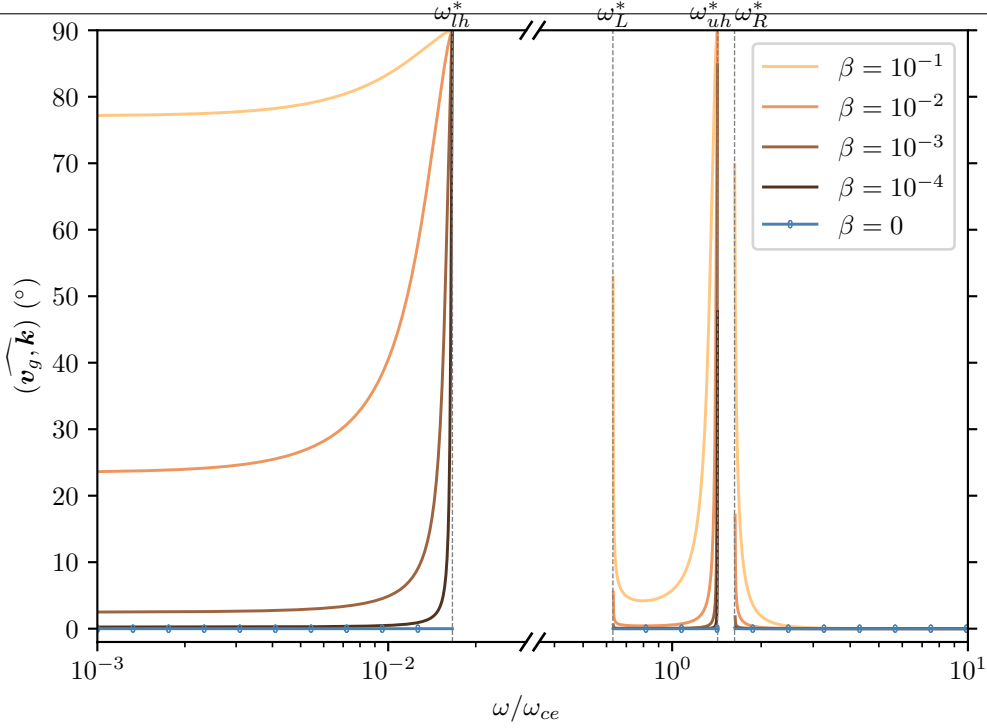


Figure 1 : Angle between the group velocity \mathbf{v}_g and the wave vector \mathbf{k} as a function of the frequency for an X mode in a moving plasma with $(\mathbf{v}, \mathbf{k}, \mathbf{B}_0)$ an orthogonal trihedron for several values of the velocity. Here the density is $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ and the magnetic field is $B_0 = 1 \text{ T}$. The superscript * indicates a normalization by the electron cyclotron frequency ω_{ce} .

$(\widehat{\mathbf{v}_g, \mathbf{k}})$ between the group velocity \mathbf{v}_g and the wave vector \mathbf{k} as a function of the dimensionless frequency ω/ω_{ce} of the wave, with ω_{ce} the electron cyclotron frequency, and for several values of the dimensionless velocity $\beta = v/c$. We use here as a baseline a plasma density $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ and a magnetic field $B_0 = 1 \text{ T}$.

Without motion, i.e. for $\beta = 0$, we verify in Figure 1 that the X mode propagates as usual, that is to say that the group velocity is then aligned with the wave vector ($\mathbf{v}_g \parallel \mathbf{k}$) so that the angle $(\widehat{\mathbf{v}_g, \mathbf{k}})$ is zero for all frequencies. Moreover, we recover the usual propagation branches of this mode with the associated lower and upper hybrid resonances ω_{lh} and ω_{uh} , and cutoffs ω_L and ω_R [32].

For finite velocity, Figure 1 shows on the other hand that the angle $(\widehat{\mathbf{v}_g, \mathbf{k}})$ is non zero and positive for all frequencies. This means that the X mode is dragged in the direction of the motion. For all frequencies, this drag increases with velocity. Looking more closely, we find that the maximum angle 90° , which represents a limit case where the wave is fully dragged by the medium, is reached at resonances and cutoffs. Yet, predictions for these frequencies are questionable as the theory is expected to break down. Indeed, on the one hand, the cold plasma model is not able to describe well the behaviour near resonances. On the other hand, at cutoffs, the wavelength becomes so large that the GO approximation no longer holds. Notwithstanding these limits, the strong drag observed in Figure 1 near cutoffs and resonances calls for refined studies.

Away from resonance and cutoffs, we find that the drag angle is small at high frequency ($\ll 1^\circ$), short of very large velocities ($\beta \gtrsim 10^{-3}$). It goes to zero at very high frequencies since the wave does not interact with the plasma and then behaves like if it were in vacuum. On the other hand, we see that a possibly significant and constant drag is found at low frequency. This asymptotic behavior is due to the fact that much below the lower hybrid frequency, and for $v_A \ll c$ with $v_A \propto B_0/\sqrt{n_i}$ the Alfvén velocity, the plasma behaves like a non-dispersive medium with a refractive index $n' \propto c/v_A \gg 1$ [32]. Because the drag angle for the X mode then behaves as that for a non-dispersive isotropic medium, that is scaled as $n' - 1/n'$ [26], the drag coefficient is an increasing function of the refractive index. We thus expect the low frequency drag angle to increase with the plasma density n_e and to decrease with the magnetic field B_0 . In particular the drag of a few degrees observed for $\beta \sim 10^{-4}$ for the plasma parameters considered here would be even larger for a denser plasma at the same field.

4 Conclusion

To conclude, after recalling some basic elements of classical geometrical optics, we showed how this method can be used to study the propagation of waves in arbitrarily moving media, in the limit that the velocity field varies slowly in space and time compared to the wavelength and the period of the wave considered. Under this assumption, the lab-frame dispersion function, that is required in the trajectory RTEs, is obtained by Lorentz transforming the dispersion function assumed to be known in the rest-frame. The trajectory RTEs can then be used to compute the trajectory of the wave similarly

to a point-particle.

The trajectory RTEs give in particular access to the group velocity in the lab-frame. We find that, as a result of motion, an additional term depending on β appears in the lab-frame group velocity. This term captures the wave drag induced by the moving medium. Applying these results to a moving magnetized cold plasma for perpendicular propagation, one finds that the O mode is unaffected by the motion, while the X mode undergoes a drag in the direction of the velocity. This drag can be significant, especially near resonances and cutoffs, but also below the lower hybrid frequency.

Looking ahead, the work presented here focused on the ray trajectory and thus only considered the zeroth-order of the eikonal expansion. As such it cannot inform on the polarization and amplitude evolution. Capturing the effect of motion on polarization, such as polarization drag [36, 37], will require extending this work to obtain first-order RTEs. This development is currently underway.

5 Acknowledgments

This work is supported by the Agence Nationale de la Recherche through the WaRP project (ANR-21-CE30-0002). The authors would like to thank Adrien Bourgoïn for valuable discussions.

References

- [1] Tracy, E. R. (ed.), *Ray Tracing and Beyond : phase space methods in plasma wave theory*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2014.
- [2] Littlejohn, R. G., and Flynn, W. G., “Geometric phases in the asymptotic theory of coupled wave equations,” *Physical Review A*, Vol. 44, No. 8, 1991.
- [3] Rozanov, N. N., and Sochilin, G. B., “Geometrical optics of moving media,” *Optics and Spectroscopy*, Vol. 98, No. 3, 2005.
- [4] Sluijter, M., De Boer, D. K. G., and Braat, J. J. M., “General polarized ray-tracing method for inhomogeneous uniaxially anisotropic media,” *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 25, No. 6, 2008.
- [5] Venaille, A., Onuki, Y., Perez, N., and Leclerc, A., “From ray tracing to waves of topological origin in continuous media,” *SciPost Physics*, Vol. 14, No. 4, 2023.
- [6] Perez, N., Delplace, P., and Venaille, A., “Manifestation of the Berry curvature in geophysical ray tracing,” *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 477, No. 2248, 2021.
- [7] Bliokh, K. Y., Rodríguez-Fortuño, F. J., Nori, F., and Zayats, A. V., “Spin-orbit interactions of light,” *Nature Photonics*, Vol. 9, No. 12, 2015.
- [8] Bliokh, K. Y., “Geometrodynamics of polarized light : Berry phase and spin Hall effect in a gradient-index medium,” *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, Vol. 11, No. 9, 2009.
- [9] Bliokh, K. Y., and Bliokh, Y. P., “Modified geometrical optics of a smoothly inhomogeneous isotropic medium : The anisotropy, Berry phase, and the optical Magnus effect,” *Physical Review E*, Vol. 70, No. 2, 2004.
- [10] Ruiz, D. E., and Dodin, I. Y., “First-principles variational formulation of polarization effects in geometrical optics,” *Physical Review A*, Vol. 92, No. 4, 2015.
- [11] Lee, K. S. H., and Papas, C. H., “Electromagnetic Radiation in the Presence of Moving Simple Media,” *Journal of Mathematical Physics*, Vol. 5, No. 12, 1964.
- [12] Lee, S. W., and Lo, Y. T., “Radiation in a Moving Anisotropic Medium,” *Radio Science*, Vol. 1, No. 3, 1966.
- [13] McCall, M., and Censor, D., “Relativity and mathematical tools : Waves in moving media,” *American Journal of Physics*, Vol. 75, No. 12, 2007.
- [14] Censor, D., “Dispersion equations in moving media,” *Proceedings of the IEEE*, Vol. 68, No. 4, 1980.
- [15] Lopez, E. D., “Dispersion process of electromagnetic waves in a moving medium,” *Radiophysics and Quantum Electronics*, Vol. 39, No. 1, 1996.
- [16] Lopez, E. D., “Dispersion relations in relativistic astrophysical outflows,” *Journal of Plasma Physics*, Vol. 70, No. 1, 2004.
- [17] Censor, D., “Relativistic invariance of dispersion-relations and their associated wave-operators and Green-functions,” *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, Vol. 90, No. 3, 2010.
- [18] Cheng, D., and Jin-Au Kong, “Covariant descriptions of bianisotropic media,” *Proceedings of the IEEE*, Vol. 56, No. 3, 1968.
- [19] Tai, C., “A study of electrodynamics of moving media,” *Proceedings of the IEEE*, Vol. 52, No. 6, 1964.
- [20] Tai, C. T., “Electrodynamics of moving anisotropic media : The First-order theory,” *Radio Science*, Vol. 69D, No. 3, 1965.
- [21] Minkowski, H., “Die Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern,” *Mathematische Annalen*, Vol. 68, No. 4, 1910.
- [22] Unz, H., “Relativistic Magnetoionic Theory for Drifting Plasma,” *Radio Science*, Vol. 3, No. 3, 1968.
- [23] Leonhardt, U., and Piwnicki, P., “Optics of nonuniformly moving media,” *Physical Review A*, Vol. 60, No. 6, 1999.

- [24] Bourgoïn, A., Zannoni, M., Gomez Casajus, L., Tortora, P., and Teyssandier, P., "Relativistic modeling of atmospheric occultations with time transfer functions," *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 648, 2021.
- [25] Censor, D., "Ray tracing in weakly nonlinear moving media," *Journal of Plasma Physics*, Vol. 16, No. 3, 1976.
- [26] Player, M. A., "Dispersion and the transverse aether drag," *Proc. R. Soc. Lond. A.*, Vol. 345, 1975.
- [27] Jones, R. V., "'Aether drag' in a transversely moving medium," *Proc. R. Soc. Lond. A.*, Vol. 345, 1975.
- [28] Gordon, W., "Zur Lichtfortpflanzung nach der Relativitätstheorie," *Annalen der Physik*, Vol. 377, No. 22, 1923.
- [29] Bourgoïn, A., "General expansion of time transfer functions in optical spacetime," *Physical Review D*, Vol. 101, No. 6, 2020.
- [30] Unz, H., "The magneto-ionic theory for drifting plasma," *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 10, No. 4, 1962.
- [31] Unz, H., "Relativistic Magneto-Ionic Theory for Drifting Plasma in Longitudinal Direction," *Physical Review*, Vol. 146, No. 1, 1966.
- [32] Rax, J. M., *Physique des plasmas : cours et applications*, Dunod, Paris, 2005. OCLC : 1340667087.
- [33] Appleton, E. V., "Wireless studies of the ionosphere," *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, Vol. 7, No. 21, 1932.
- [34] Ko, H. C., and Chuang, C. W., "On the passage of radiation through moving astrophysical plasmas," *The Astrophysical Journal*, , No. 222, 1978.
- [35] Chawla, B. R., and Unz, H., "A Note on the Lorentz Transformations for a Moving Anisotropic Plasma," *Radio Science*, Vol. 1, No. 9, 1966.
- [36] Jones, R. V., "Rotary 'aether drag'," *Proc. B. Soc. Lond. A.*, Vol. 349, 1976.
- [37] Player, M. A., "On the dragging of the plane of polarization of light propagating in a rotating medium," *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 349, No. 1659, 1976.

Variation of the interstellar dust flux near 1 AU

K. Rackovic Babic^{1,2}, *A. Zaslavsky*², *K. Issautier*², *N. Meyer-Vernet*², *I. Mann*³, *A. Czechowski*⁴, *D. Onic*⁵

¹ LPC2E, CNRS-University of Orléans-CNES, Orléans, France, kristina.rackovic@cnrs-orleans.fr

² LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, France

³ The Arctic University of Norway, Tromsø, Norway

⁴ Space Research Centre, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

⁵ Faculty of Mathematics, Department of Astronomy, Belgrade, Serbia

Keywords: dust grain, interstellar dust, heliophysics, solar cycle, STEREO, Wind

Probes equipped with radio antennas can be valuable tools for measuring dust. When dust grains collide with spacecraft, they generate free charges through the process of impact ionization. Impulsive signals within the voltage waveforms recorded at antenna terminals offer a valuable perspective to study the properties of these particles. The goal of this work is to better understand the dust flux in the interplanetary space by using a dataset generated by radio antennas on board several space probes.

It has been known for decades that the solar system contains a significant amount of dust. The primary dust populations at 1 AU are interplanetary dust (IPD) and interstellar dust (ISD). Commonly, IPD particles are remnants of comets, asteroids, and other celestial bodies. The majority are produced by collisional fragmentation. An additional component is dust particles from interstellar space that stream into the solar system. They contribute significantly to the amount of dust in the outer solar system.

ISD grains were identified for the first time by Ulysses' dust detector. It measured ISD grains in the direction that corresponds to the flow of neutral interstellar hydrogen and helium. The measurements could be explained with ISD that travels at 26 km/s, which corresponds to the solar system's velocity relative to the interstellar medium. Some of the observations also could be explained with the upstream trajectory of the dust flow being at 259° ecliptic longitude and 8° latitude. Based on the orbital motion of the spacecraft with respect to the ISD flux direction, it is possible to differentiate ISD from the dust populations of the solar system. The observed ISD flux is expected to be greatest when the probe's orbital velocity about the Sun is antiparallel to the ISD velocity, creating the highest relative velocity between the probe and the ISD flow. Likewise, when the probe orbital velocity is parallel to the ISD velocity, the relative velocity is lowest, and the flux of measurable ISD should decrease. An in-situ observation of ISD flux illustrates its temporal variability. Several studies suggest a connection between ISD flux variability and solar activity. Solar activity and changes in the heliospheric magnetic field may affect the correlation between ISD flux and the solar cycle. Accordingly, these factors may lead to observable changes in the flux of interstellar dust particles reaching the inner solar system. Understanding the relationship between in-situ measurements of ISD flux and the solar cycle offers insight into the complex interplay between the heliosphere and the interstellar medium.

The data used in this paper were collected from two missions orbiting at 1 AU. We examine data obtained by the WAVES electric field instrument aboard the Wind spacecraft launched in 1994 as well as by the WAVES instrument aboard the twin STEREO satellites, A and B, launched in 2006. The goal of our study is to use the long-term variations to monitor ISD flux at 1 AU over different periods of solar activity. This study will focus on solar cycles 23 and 24, which span more than 20 years since Wind was launched in 1994. Solar cycle 24 is covered by STEREO. During solar minimum, with a solar dipole pointing southward, all three spacecraft recorded ISD

flux at 1AU, but before and after that period, the ISD is reduced. As indicated by a decrease of the observed dust impact, it appears that the observed flux of ISD varies with the solar cycle. A change in the polarity of the interplanetary magnetic field during the solar cycle causes small interstellar grains to focus or defocus. Accordingly, dust grains are systematically deflected either toward or away from the solar magnetic equator plane by the solar wind magnetic field, which affects dust dynamics and ISD flux in the inner heliosphere. We will present a simplified model to explain the long-term ISD flux.

Étude numérique du comportement d'une chambre à vide réverbérante en présence d'une plume plasma d'un propulseur à effet de Hall : comparaison avec des mesures expérimentales

Simulating the electromagnetic behaviour of a reverberating vacuum chamber in the presence of a Hall thruster's plume: comparison with experimental measurements

C. Bouyssou¹, V. Mazières¹, R. Pascaud¹, O. Pascal², F. Gaboriau², L. Liard², L. Garrigues²,

¹ISAE-SUPAERO, 10 Avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse, France

²LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse, France

Mots clés : Compatibilité électromagnétique des propulseurs électriques spatiaux, Environnement réverbérant, Plumes des propulseurs, Interaction onde / plasma.

Keywords : Electromagnetic compatibility of space electric thrusters, Reverberant environment, Thruster plume, Wave / plasma interaction.

Résumé/Abstract

Lors de ce travail, l'influence de la plume plasma du propulseur ID-HALL sur le comportement électromagnétique de la chambre à vide en régime sous-modé a été regardée à travers l'étude de la norme du coefficient de réflexion. Les mesures expérimentales réalisées précédemment ont été comparées aux résultats numériques obtenus en modélisant la cavité métallique avec et sans plasma en utilisant le logiciel Ansys HFSS. On retrouve une tendance similaire entre les résultats expérimentaux et numériques.

In this paper, the influence of the plasma plume of the ID-HALL thruster on the electromagnetic behavior of a vacuum chamber in an undermoded regime is shown by studying the magnitude of the reflection coefficient. Experimental measurements are compared with numerical results obtained by simulating a metallic cylindrical cavity with and without plasma using the Ansys HFSS electromagnetic software. The same trend in the experimental and numerical results are obtained.

1 Contexte

Les plumes plasma des propulseurs émettent un rayonnement électromagnétique dû à la présence d'instabilités dans la gamme de fréquence du kHz au GHz [1]. Avec l'avènement du "New-Space" et la tendance à la réduction de la taille des satellites, ce rayonnement engendre des problèmes de compatibilité électromagnétique (CEM) entre le propulseur et les systèmes de communication.

Sur Terre, une chambre à vide métallique est nécessaire pour faire fonctionner le propulseur. Cette chambre se comporte comme une cavité réverbérante pour les ondes lors de la mesure du rayonnement électromagnétique. La mesure obtenue n'est donc pas directement représentative du rayonnement du plasma car elle rend également compte des multiples réflexions qui se sont produites à l'intérieur de la cavité.

Des installations ont été développées afin de réduire l'influence des réflexions subies par les ondes sur les mesures [1] (Aerospazio en Italie, Aerospace Corporation aux États-Unis et RIAME en Russie). Ces installations associent une chambre anéchoïque électromagnétique avec la chambre à vide dans laquelle est allumé le propulseur. Une partie de cette chambre, où est placé le propulseur, est en diélectrique afin d'être partiellement transparente aux ondes. Ces dispositifs restent toutefois complexes et onéreux, d'où l'intérêt de développer une méthode pour caractériser le rayonnement des propulseurs directement dans la chambre à vide.

Dans un précédent travail, une antenne a été placée dans la chambre à vide du laboratoire LAPLACE (voir Figure 2) pour mesurer le rayonnement produit par le propulseur ID-HALL 100 W [2]. Le signal mesuré par cette antenne peut s'écrire :

$$r(t, \mathbf{r}_A) = e(t, \mathbf{r}_p) * h(t, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_A) \quad (1.1)$$

où $e(t, \mathbf{r}_p)$ est le rayonnement émis par le plasma à la position \mathbf{r}_p et $h(t, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_A)$ la réponse impulsionnelle rendant compte de l'environnement dans lequel les ondes se propagent entre \mathbf{r}_p et la position \mathbf{r}_A de l'antenne. La difficulté à caractériser le rayonnement des propulseurs en environnement réverbérant vient donc :

- de la position \mathbf{r}_p de laquelle le rayonnement est émis qui est inconnue,
- du peu d'information connu sur le signal émis $e(t, \mathbf{r}_p)$ (aucun modèle ne prévoit son existence pour des fréquences supérieures au GHz),
- de la réponse impulsionnelle $h(t, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_A)$ qui n'est pas facilement mesurable,
- de la présence du plasma, qui en raison de la présence des multiples réflexions influe sur la réponse impulsionnelle $h(t, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_A)$

Nous nous intéressons dans ce papier à ce dernier point, qui est essentiel. En effet, comprendre l'influence de la présence du plasma sur le comportement électromagnétique de la chambre à vide est nécessaire pour pouvoir extraire l'information utile ($e(t, \mathbf{r}_p)$) de ces mesures ($r(t, \mathbf{r}_A)$). L'objectif de ce papier est d'analyser le comportement de la chambre à vide du laboratoire LAPLACE, dans laquelle le propulseur ID-HALL [3] est placé, dans un domaine de fréquences « basses » où les modes se distinguent spectralement les uns des autres (régime dit « sous-modé »). Pour cela, puisque la mesure directe de $h(t, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_A)$ n'est pas possible (comme expliqué précédemment), nous allons analyser le comportement de la chambre à vide avec et sans plume à travers la norme du paramètre S_{11} , obtenu sur une antenne placée dans cette chambre.

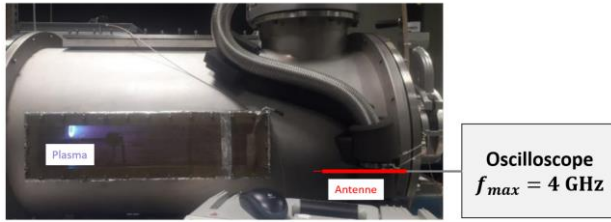


Figure 2: Chambre à vide du laboratoire LAPLACE

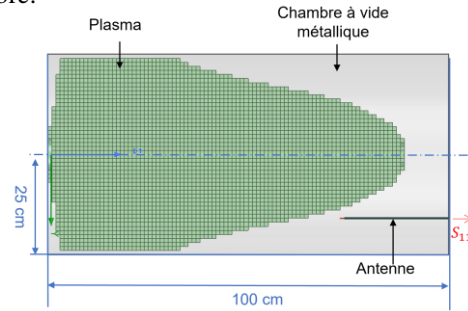


Figure 1: Modélisation numérique de la chambre à vide.

2 Approche

L'influence du plasma sur le comportement électromagnétique de la chambre à vide a été étudiée expérimentalement à travers les mesures de la norme du coefficient de réflexion (le paramètre S_{11}) de la chambre à vide du laboratoire LAPLACE (plasma "on" et "off"). Elles ont été obtenues à l'aide d'une sonde coaxiale placée en son sein. Un monopole (d'une longueur $L = 1$ cm) à l'extrémité d'un câble coaxial permet de coupler le capteur à la cavité. Nous appellerons "antenne" l'ensemble constitué du câble coaxial terminé par le monopole, comme illustré sur la Figure 1.

L'enceinte à vide utilisée lors des mesures a été modélisée sur le logiciel Ansys HFSS. Pour simplifier la modélisation, cette enceinte est représentée comme une cavité cylindrique de rayon $a = 23$ cm et de longueur $b = 101.5$ cm. L'antenne utilisée est aussi décrite, comme illustré sur la Figure 2. De la même façon que lors de l'expérience, la norme du coefficient de réflexion est obtenue en simulation au niveau de l'accès de cette antenne.

La plume plasma est modélisée sur Ansys HFSS à l'aide du modèle de Drude qui donne localement la permittivité relative du plasma en fonction de sa densité électronique et de la fréquence (milieu dispersif) :

$$\epsilon_p(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \vartheta_m^2} - \frac{\vartheta_m}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \vartheta_m^2} \quad (2.1)$$

avec $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ la pulsation plasma où n_e est la densité électronique du plasma, e la charge élémentaire, ϵ_0 la permittivité du vide, m_e la masse d'un électron, ω la pulsation de l'onde et ϑ_m la fréquence de collision du plasma.

La distribution de la densité électronique du propulseur ID-HALL 100W est donnée en 2D par le code de simulation JET2D [4]. La permittivité $\epsilon_p(\omega)$ du plasma est ensuite obtenue en 2D à travers l'équation (2.1), puis en 3D en faisant une symétrie de révolution cylindrique comme dans les travaux de De Mejanès et al. [5]. Étant donné que la densité électronique n'est pas uniforme dans la plume, elle est modélisée à partir de tores à section carré, chacun possédant sa propre permittivité, comme illustré dans la Figure 2 sous forme de pixels.

3 Résultats et discussions

Expérimentalement, comme le montre la Figure 3, les deux premières fréquences de résonance de la cavité sans plasma ont été observées à 262.8 MHz et 691.6 MHz. Étant donné l'orientation de l'antenne et sa sélectivité polarimétrique, seuls les modes transverses magnétiques (TM) peuvent être excités. La fréquence de résonance du mode fondamental TM_{010} , c'est-à-dire la première fréquence de résonance pour une cavité telle que celle étudiée, est de 459.1 MHz. Elle est obtenue grâce à l'équation suivante [6] :

$$f_{TM_{010}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{x_{01}}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} \quad (3.1)$$

où μ est la perméabilité et ϵ la permittivité du milieu, a le rayon de la cavité, b sa longueur et $x_{01} = 2.405$ la première racine de la fonction de Bessel J_1 .

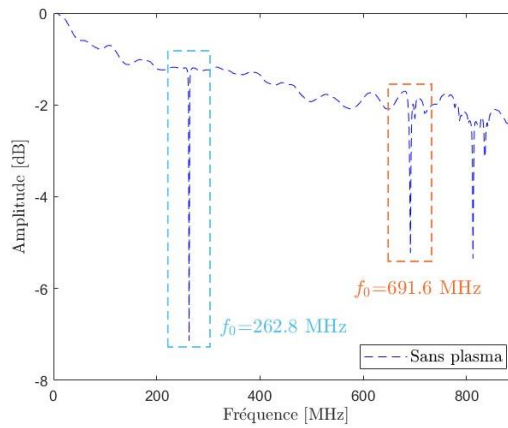


Figure 3: Norme du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ de la chambre à vide mesurée sans plasma.

Aucune fréquence de résonance d'un mode de la cavité ne peut exister en dessous de la fréquence de résonance du mode fondamental. La première fréquence obtenue expérimentalement semble donc être une résonance « parasite ». Pour étudier l'influence du plasma sur le comportement de la chambre à vide, il est primordial de regarder un mode de résonance de la cavité, d'où la nécessité d'identifier les modes de la cavité avant de s'intéresser à l'influence du plasma.

3.1 Identification des 1^{ers} modes de la cavité

Les distributions du champ électrique obtenues, sans plasma, en simulation pour les deux premières fréquences de résonance (voir les encarts des figures 4 et 5) nous indiquent que la première semble correspondre à un mode de résonance local, celui de l'antenne, tandis que la seconde correspond au mode de résonance TM_{013} de la cavité. Pour confirmer notre hypothèse, nous avons étudié numériquement l'évolution de ces fréquences de résonance en fonction du rayon de la cavité (voir Figure 4) et de la longueur de l'antenne (voir Figure 5). Dans le but d'identifier l'origine des résonances, nous avons comparé ces résultats aux valeurs théoriques des fréquences de résonance d'une antenne monopole f_{coax} [7] et du mode TM_{013} $f_{TM_{013}}$ [6] obtenues respectivement grâce aux équations (3.1.1) et (3.1.2) :

$$f_{coax} = \frac{\lambda}{4} = \frac{c}{4L} \quad (3.1.1)$$

$$f_{TM_{013}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{x_{01}}{a}\right)^2 + \left(\frac{3\pi}{b}\right)^2} \quad (3.1.2)$$

avec λ la longueur d'onde, c la vitesse la lumière et L la longueur du monopole.

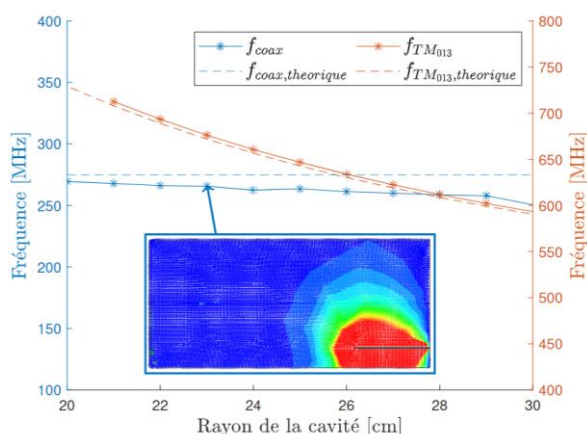


Figure 4: Influence du rayon de la cavité sur les deux premières fréquences de résonance. Encart : Distribution spatiale de la norme du champ électrique pour une fréquence de 258.1 MHz (pour un rayon de la cavité de 23 cm).

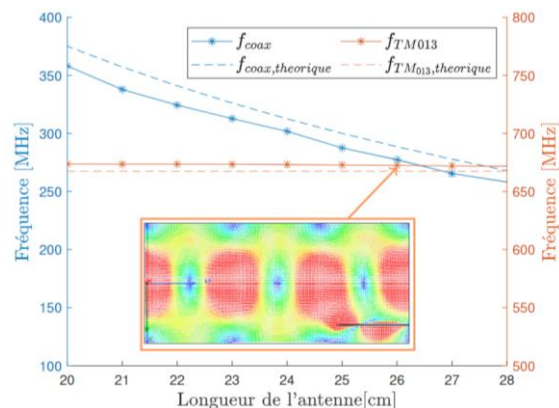


Figure 5: Influence de la longueur de l'antenne sur les deux premières fréquences de résonance. Encart : Distribution spatiale de la norme du champ électrique pour une fréquence de 671.7 MHz (pour une longueur d'antenne de 26 cm).

Ces résultats numériques nous montrent que seule la seconde fréquence de résonance varie en fonction du rayon de la cavité. La corrélation entre les résultats numériques et les valeurs théoriques nous conforte dans l'idée que la première fréquence de résonance observée en mesure est liée à l'antenne, tandis que la seconde est bien le premier mode de résonance de la cavité observable pour cette configuration (TM_{013}).

Remarque : Pour le mode d'antenne, c'est en fait le conducteur extérieur du câble coaxial qui résonne. En effet, sa dimension est bien plus grande que celle du monopole à son extrémité. De plus, la dimension de ce dernier (environ 1 cm) est bien plus petite que la longueur d'onde aux fréquences considérées. C'est donc le câble coaxial qui se comporte comme un monopole, comme en atteste la distribution du champ électrique de la Figure 4 et l'accord entre la fréquence de résonance obtenue en simulation pour ce mode et l'expression (3.1.1). Notre antenne peut en fait être rangée dans la catégorie des « small antennas », pour lesquelles ce genre de comportement est attendu [8]. Pour finir, la légère différence entre la simulation et l'expression théorique pourrait s'expliquer par la présence des parois de la cavité en simulation.

3.2 Etude de l'influence du plasma

Pour la suite de l'étude, nous nous concentrons sur la deuxième fréquence de résonance afin d'étudier l'influence du plasma sur le comportement électromagnétique de la cavité.

Les mesures expérimentales permettent d'étudier le mode de résonance TM_{013} de la cavité avec le plasma « off » et « on » (avec une puissance de 100 W). Elles sont tracées en pointillé sur la Figure 4. Lorsque le plasma est allumé, la fréquence de résonance du mode se décale vers les fréquences positives ($\Delta f_{res}/f_{1,exp} = 0.018$), en raison du changement de permittivité du milieu, comme le prévoit la méthode « Microwave Cavity Resonance Spectroscopy » [9].

Les courbes obtenues en simulation sont tracées sur cette même Figure 6 en trait plein. Une tendance similaire est obtenue lors des résultats numériques, avec une légère différence ($\Delta f_{res}/f_{1,num} = 0.023$). Cette dernière peut s'expliquer par une différence des paramètres entre la plume obtenue avec JET2D et le propulseur expérimental (le débit de gaz, l'impulsion spécifique, le courant de décharge, le rapport courant ionique/courant total et l'angle d'éjection) [5]. Les conditions aux limites de la plume sont également un facteur contribuant à cette disparité. En effet, la modélisation de la plume avec JET2D ne considère pas l'interaction avec les parois métalliques de la cavité, ce qui affecte sa configuration. De plus, les niveaux des « creux » de $|S_{11}|$ sont différents en simulation et en expérience. Ceci pourrait s'expliquer par le positionnement de l'antenne, qui n'est pas exactement le même entre l'expérience et la simulation. Par conséquent, le couplage entre l'antenne et la cavité diffère. On constate également une différence entre les facteurs de qualité simulés et mesurés expérimentalement. Cela pourrait provenir de dépôts causés par le bombardement ionique sur la cavité. Autrement dit, l'état de surface (et donc la conductivité) n'est certainement pas le même en simulation et en expérience.

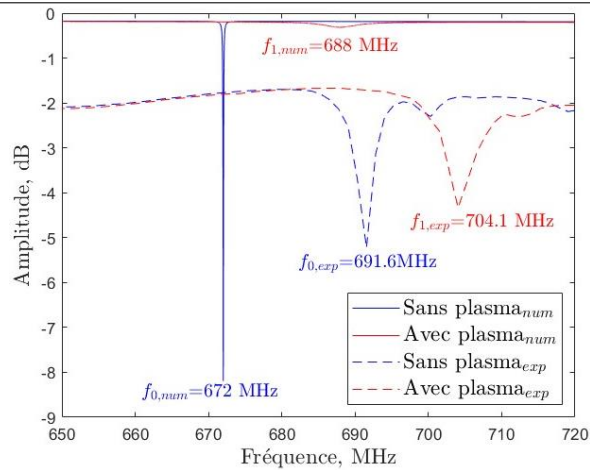


Figure 4: Norme du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ de la cavité sans et avec la plume plasma du propulseur.

4 Conclusion

Ce travail représente une première étape dans la compréhension de l'influence de la plume plasma sur le comportement électromagnétique d'une chambre à vide accueillant un propulseur plasma.

Une méthode numérique permettant de décrire le comportement électromagnétique de la chambre à vide du laboratoire LAPLACE sans et avec la plume plasma du propulseur ID-HALL a été mise en place. Les résultats numériques semblent décrire le comportement observé expérimentalement au niveau du décalage en fréquence du mode observé sur le paramètre S_{11} . Cependant, des différences d'amplitude et du facteur de qualité restent présentes.

Des futurs travaux sont prévus pour comprendre ces différences, et si possible les corriger. De plus, une analyse complémentaire sur la largeur spectrale du coefficient de réflexion est prévue afin de comprendre l'influence du plasma sur ce paramètre, qui rend compte du facteur de qualité de la cavité et du couplage entre l'antenne et la cavité.

5 Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier la DGA/AID pour son soutien financier.

Références bibliographiques

- [1] K. Holste, et al., "Ion thrusters for electric propulsion : Scientific issues developing a niche technology into a game changer," Review of Scientific Instruments, Vol. 91, No. 6, June 2020, pp. 061101.
- [2] Mazières, V. and Gaboriau, F. and Guglielmi, A. and Laquerbe, V. and Pascaud, R. and Pascal, O., "Broadband (kHz–GHz) characterization of instabilities in Hall thruster inside a metallic vacuum chamber," Physics of Plasmas, Vol. 29, No. 7, July 2022.
- [3] Dubois, L., Gaboriau, F., Liard, L., Harribey, D., Henaux, C., Garrigues, L., Hagelaar, G., Mazouffre, S., Boniface, C., & Boeuf, J.P. (2018). ID-HALL, a new double stage Hall thruster design. I. Principle and hybrid model of ID-HALL. Physics of Plasmas.
- [4] L. Garrigues, J. Bareilles, J. P. Boeuf, and I. D. Boyd, "Modeling of the plasma jet of a stationary plasma thruster," Journal of Applied Physics, Vol. 91, No. 12, May 2002.
- [5] N. de Mejanes, R. Pascaud, V. Mazières, A. Rossi, V. Laquerbe, L. Garrigues, O. Pascal, "Simulation of the microwave propagation through the plume of a Hall thruster integrated on small spacecraft", Journal of Applied Physics, Vol. 131, No. 24, June 2022.
- [6] Roger F. Harrington. Time-Harmonic Electromagnetic Fields. Wiley-IEEE Press, 2001.
- [7] Balanis, C.A. Antenna Theory: Analysis and Design, 3rd ed.; Wiley-Interscience: Hoboken, NJ, USA, 2005.
- [8] K. Fujimoto, H. Morishita, Modern small antennas. Cambridge University Press, 2013.
- [9] L.F.Chen, C.K.Ong, C.P.Neo, and V.V.Varadan, Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization, John Wiley & Sons, Ltd, 2004, Chaps. 2, pp. 37-141.

Liste des auteurs

- Adam Jean-Pierre, 21–26
Al Hajj Sleiman Eva, 33–40
Angot Julien, 33–40

Boisot Olivier, 138, 139
Bottereau Christine, 124–131
Bouyssou Célia, 165–169
Braud Aymeric, 154–162
Buresova Dalia, 49–52

Cailhol Cyril, 21–26, 67–69
Callegari Thierry, 21–32, 71–73, 102–109
Carrard Maylis, 147–153
Cavadias Siméon, 87–91
Cerfolli Léo, 60–66
Chauvet Louis, 49–52
Clairet Frederic, 124–131
Clergereaux Richard, 80–85
Cozza Andrea, 67–69
Coïsson Pierdavide, 49–52
Cully Christopher, 60–66
Czechowski Andrzej, 163, 164

Da Silva Filipe, 8–11
Dap Simon, 80–85
Deborde Robin, 49–52
Delage Théo, 71–73
Dufour Guillaume, 92–95
Durodié Frédéric, 2–7
Dussolliet-Berthod Pierre, 74–79, 132–137
Dutin Xavier, 87–91

El Farsy Abderzak, 87–91

Fabbro Vincent, 138, 139
Faure Nicolas, 33–40
Fragge Beatrice, 74–79

Gaboriau Freddy, 67–69, 116–123, 165–169
Garrigues Laurent, 67–69, 165–169
Gueroult Renaud, 54–59, 97–101, 154–162
Guglielmi Alexandre, 67–69
Gómez-Mártinez Yolanda, 33–40

Hagelaar Gerjan, 21–26
Hamelin Thibault, 33–40
Hamini Abdallah, 47, 48
Heuraux Stéphane, 8–11
Hillaire Julien, 2–7
Hillairet Julien, 33–40
Horne Richard, 60–66
Hulot Gauthier, 49–52
Hüller Stefan, 12–19

Issautier Karine, 163, 164

Jamann Antoine, 124–131
Jammes Christian, 124–131
Jenner Martin, 49–52
Juste Maëva, 21–26

Klein Karl-Ludwig, 47, 48
Kočiščák Samuel, 42–46

Laffont Adrien, 21–26
Langlois Julien, 97–101, 154–162
Laquerbe Vincent, 21–26, 67–69, 102–109
Lebbe Nicolas, 110–115
Leclercq Gauthier, 92–95
Liard Laurent, 21–26, 67–69, 80–85, 116–123, 140–146, 165–169
Luc Alycia, 102–109
Lusseyran Francois, 92–95

Maisonny Rémi, 21–26
Mann Ingrid, 42–46, 163, 164
Maquet Vincent, 2–7
Marpaud Julien, 33–40
Marshall Robert, 60–66
Mazières Valentin, 67–69, 71–73, 80–85, 102–123, 140–146, 165–169
Mazouffre Stéphane, 67–69
Meyer-Vernet Nicole, 163, 164
Monchaux David, 102–109
Morand Gabriel, 87–91
Morel Grégory, 138, 139

Ognier Stéphanie, 87–91
Onic Dusan, 163, 164
Orain Mikael, 74–79, 132–137
Orlac'h Jean-Maxime, 92–95

Pascal Olivier, 21–26, 67–69, 71–85, 116–123, 132–137, 165–169
Pascaud Romain, 21–26, 67–69, 80–85, 102–109, 165–169
Perry Gareth, 60–66
Pesce-Rollins Melissa, 47, 48
Plaçais Adrien, 33–40
Pouant Clovis, 21–26

Pouliguen Philippe, 21–26, 102–109

Rackovic Babic Kristina, 163, 164

Ragona Riccardo, 2–7

Ripoll Jean-Francois, 60–66

Roni Samuel, 33–40

Rouzaud Olivier, 74–79, 132–137

Réot François, 116–123

Sabot Roland, 8–11

Salas Matamoros Carolina, 47, 48

Salazar Luigui, 8–11

Santos Jorge, 8–11

Saucourt Antoine, 140–146

Simon Antoine, 102–109

Sokoloff Jérôme, 71–79, 110–115, 132–137

Szuter Lilian, 74–79, 110–115

Tatoulian Michael, 87–91

Theodorsen Audun, 42–46

Truhlik Vladimir, 49–52

Van Eester Dirk, 2–7

Vauchamp Stéphane, 21–26

Wold Alexandra, 60–66

Zaslavski Arnaud, 42–46, 163, 164

Avec le soutien de



INSTITUT DE FRANCE
Académie des sciences



Groupement
de recherche



EXPOSANTS PREMIUM



Lorsque des entreprises visionnaires ont besoin de savoir comment concrétiser leurs idées révolutionnaires, elles comblent le fossé entre la conception et la réalité avec la technologie de simulation d'Ansys. Depuis plus de 50 ans, les logiciels Ansys permettent aux innovateurs de tous les secteurs d'aller plus loin grâce au pouvoir prédictif de la simulation. Du transport durable aux semi-conducteurs avancés, des systèmes satellitaires aux appareils médicaux vitaux, les prochains grands progrès de l'humanité seront réalisés grâce à Ansys. Faites le pari de la certitude ... avec Ansys.



Fabricant Français de Composants Passifs Hyperfréquences (Charges, Atténuateurs et Résistances en CMS, Chips, Sans bride et Stripline), notre offre produits répond aux besoins des fabricants de Générateurs - Amplificateurs pour la RF Energy et particulièrement pour les applications Plasma. Dernière nouveauté : notre charge 1000W 2.45GHz disponible en version sans bride et Stripline. Cette gamme est complétée avec des Charges & Atténuateurs Coaxiaux, des Antennes & de l'Ingénierie de Systèmes Antennaires, des Câbles Coaxiaux & Connecteurs, des Coupleurs & Filtres, Circulateurs et Isolateurs ainsi que de l'ingénierie de Systèmes Radio.

EXPOSANT

ROHDE & SCHWARZ



**COMITÉ NATIONAL FRANÇAIS DE RADIOÉLECTRICITÉ SCIENTIFIQUE
UNION RADIO SCIENTIFIQUE INTERNATIONALE**

Siège social : Académie des Sciences, 23 quai de Conti, Paris 6ème
Site Internet : <http://www.ursi-france.org>

Adresse postale : Alain Sibille, Secrétaire général d'URSI-France,
Telecom Paris, 19 place Marguerite Perey, F-91120 Palaiseau
Téléphone : + 33 1 75 31 93 13
Courriel : contact@ursi-france.org