HAL
open science

Utilisation de la résonance plasmonique de surface d'une décharge plasma pour la conception d'antennes miniatures accordables.

Vincent Laquerbe, Adrien Laffont, Romain Pascaud, Thierry Callegari, Laurent Liard, Olivier Pascal

To cite this version:

Vincent Laquerbe, Adrien Laffont, Romain Pascaud, Thierry Callegari, Laurent Liard, et al.. Utilisation de la résonance plasmonique de surface d'une décharge plasma pour la conception d'antennes miniatures accordables.. 21èmes Journées Nationales Microondes (JNM 2019), May 2019, Caen, France. pp.1-4. hal-03631340

HAL Id: hal-03631340

https://hal.science/hal-03631340

Submitted on 5 Apr 2022

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

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

Open Archive Toulouse Archive Ouverte (OATAO)

OATAO is an open access repository that collects the work of some Toulouse researchers and makes it freely available over the web where possible.

This is an author's version published in: https://oatao.univ-toulouse.fr/23889

Official URL:

To cite this version :

Laquerbe, Vincent and Laffont, Adrien and Pascaud, Romain and Callegari, Thierry and Liard, Laurent and Pascal, Olivier Utilisation de la résonance plasmonique de surface d'une décharge plasma pour la conception d'antennes miniatures accordables. (2019) In: 21ème Journées Nationales Microondes (JNM 2019), 14 May 2019 - 17 May 2019 (Caen, France).

Any correspondence concerning this service should be sent to the repository administrator:
tech-oatao@listes-diff.inp-toulouse.fr

Utilisation de la résonance plasmonique de surface d'une décharge plasma pour la conception d'antennes miniatures accordables

V. Laquerbe[1], A. Laffont[1,2,3], R. Pascaud[1], T. Callegari[2], L. Liard[2], O. Pascal[2]

[1] *ISAE-Supaéro, Université de Toulouse, 10 avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse*
[2]*LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse*
[3]*CEA, DAM, CEA-Gramat, 46500 Gramat*
romain.pascaud@isae-supaero.fr

Résumé *– Cette communication présente un concept original d'antenne miniature reposant sur des plasmas de décharge. Cette antenne consiste en une petite sonde coaxiale placée au-dessus d'un plan de masse et entourée d'un plasma hémisphérique. Ce plasma se comporte alors comme un résonateur à permittivité diélectrique négative présentant une résonance plasmonique de surface aux fréquences microondes. Les mesures montrent que le plasma permet une adaptation d'impédance de l'antenne miniature ainsi qu'une agilité en fréquence de 310 à 390 MHz. Une augmentation significative du rayonnement est aussi mise en évidence. Enfin, l'existence de la résonance plasmonique de surface est confirmée par une analyse de Mie tenant compte des caractéristiques mesurées du plasma.*

1. Introduction

Les décharges plasma, ou gaz ionisés, sont des mélanges globalement neutres d'électrons, d'ions et de particules neutres. Dans le cas d'un plasma à basse pression, hors équilibre et non magnétisé, sa permittivité relative complexe est donnée par le modèle de Drude :

$$\varepsilon_p(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \text{ avec } \omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \varepsilon_0}} \quad (1)$$

où ν, ω_p, e, n_e, m_e et ε_0 sont respectivement la fréquence de collision des électrons, la pulsation plasma, la charge de Coulomb, la densité électronique, la masse de l'électron et la permittivité du vide.

Les plasmas ont déjà démontré des caractéristiques prometteuses pour les applications antennaires. L'utilisation de colonnes plasma comme antennes monopoles ou éléments parasites a ainsi été proposée comme solution alternative aux conducteurs métalliques afin d'obtenir des antennes furtives, reconfigurables voire flexibles [1-4]. Des antennes directives avec contrôle du dépointage ont aussi été obtenues en contrôlant l'indice de réfraction de décharges plasma volumiques [5,6]. Des approches alternatives ont également suggéré d'utiliser le caractère négatif de la permittivité du plasma pour concevoir des antennes miniatures efficaces [7,8].

L'antenne miniature proposée par Stuart *et al.* consiste en un résonateur diélectrique hémisphérique homogène de dimension sub-longueur d'onde placé au-dessus d'un plan de masse et couplé à une sonde coaxiale $50\,\Omega$ [7]. Lorsque la permittivité relative de ce résonateur est égale à -2, une résonance plasmonique de surface avec une efficacité de rayonnement significative est excitée et couplée à la sonde coaxiale [9]. Ziolkowski *et al.* ont étudié une solution légèrement différente où ils considèrent une antenne dipôle miniature placée au centre d'une coque de permittivité négative qui agit comme un milieu inductif [8]. Cette coque permet alors l'adaptation en impédance de l'antenne dipôle miniature et l'augmentation de son efficacité.

Si les implémentations pratiques de ces antennes miniatures ont principalement utilisé des métamatériaux [9], il ressort clairement de l'équation (1) que lorsque $\omega < \omega_p$, la décharge plasma peut se comporter comme un milieu à permittivité diélectrique négative. En négligeant les pertes (i.e., $\nu \ll \omega$), la condition $\varepsilon_p = -2$ est obtenue pour $\omega \approx \omega_p/\sqrt{3}$. En pratique, l'effet produit par des décharges plasma sub-longueur d'onde a déjà été observé expérimentalement en 1967 dans des études sur les pertes de communication subies par les aéronefs lors de leur rentrée dans l'atmosphère [10].

Dans cette communication, nous présentons une solution originale d'antenne miniature exploitant des décharges plasma.

2. Antenne miniature plasma

La Figure 1 présente l'antenne miniature plasma proposée. Elle est constituée d'une petite sonde coaxiale placée au-dessus d'un plan de masse (tronqué sur le schéma) et entourée d'une coque en verre hémisphérique. Cette coque en verre confine la décharge plasma, comme le montre la Figure 2. Son rayon extérieur a est égal à $107{,}5\,mm$, son épaisseur à $5{,}5\,mm$ et sa constante diélectrique à 5,5. La sonde coaxiale à l'intérieur de la coque en verre a un rayon de $0{,}8\,mm$ et une longueur l_{coax} de $40\,mm$. Le plan de masse a un rayon de $1\,m$. Outre l'antenne, le système expérimental comprend plusieurs dispositifs de contrôle du plasma et de mesure.

La composition du gaz et sa pression dans la coque en verre sont contrôlées par un système scellé sous vide. Un mélange de néon avec 1 % de xénon (appelé ci-après Ne-Xe1%) est injecté à une pression de $10\ mTorr$

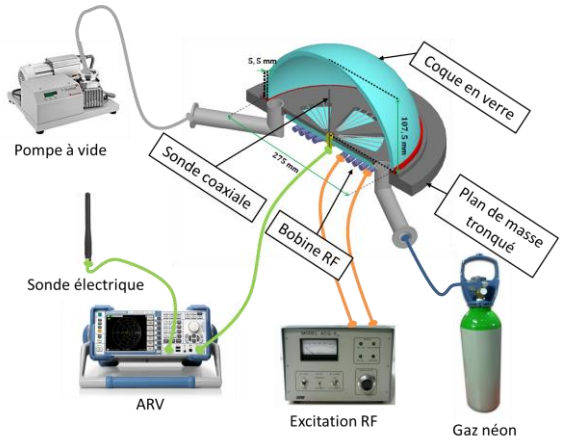

Figure 1. Vue en coupe de l'antenne miniature plasma et de la configuration expérimentale.

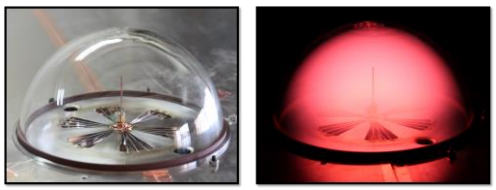

Figure 2. Photos de l'antenne miniature plasma sans et avec décharge plasma.

(environ 1,33 Pa). Une telle pression permet de réduire les pertes dans le milieu plasma en diminuant la fréquence de collision des électrons ν.

La décharge plasma est allumée et entretenue par couplage inductif à 13,56 MHz à l'aide d'une bobine RF en spirale placée sous le plan de masse métallique (voir la Figure 1). Un écran de Faraday a été spécifiquement conçu dans le plan de masse pour permettre un couplage inductif efficace entre la bobine RF et la décharge plasma [11]. Sa conception radiale avec des fentes sub-longueur d'onde empêche la perturbation des courants d'antenne induits dans le plan de masse.

Enfin, un analyseur de réseau vectoriel (ARV) est utilisé pour mesurer l'impédance d'entrée et le coefficient de réflexion de l'antenne. Une petite sonde électrique est également placée à l'extérieur de la coque en verre et connectée à l'ARV afin de mesurer la puissance rayonnée par l'antenne miniature plasma.

Le principal avantage de cette intégration est que le système de contrôle du gaz et la source d'allumage du plasma sont placés sous le plan de masse de l'antenne. Par ailleurs, il convient de noter qu'en pratique une telle antenne miniature plasma nécessiterait seulement une coque en verre hémisphérique scellée, remplie d'un gaz à une pression donnée, comme par exemple dans les lampes fluorescentes.

3. Résultats expérimentaux

La Figure 3 montre l'impédance d'entrée de l'antenne mesurée sans et avec une décharge plasma dans du Ne-Xe1% à 10 $mTorr$ ($P_{RF} = 141\,W$). Sans plasma, l'antenne se comporte comme une très petite antenne monopole ($l_{coax} = \lambda_0/25$ à 300 MHz). Sa résistance d'entrée R_{in} est alors très faible et sa réactance X_{in} fortement capacitive [12]. Avec la décharge plasma,

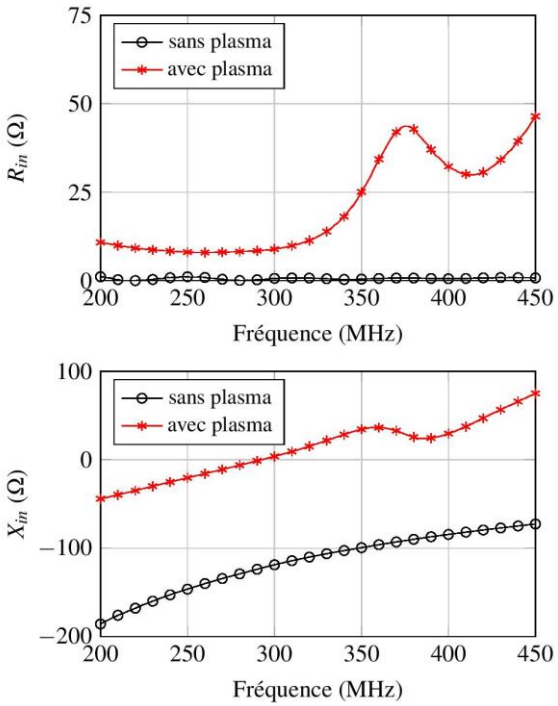

Figure 3. Impédance d'entrée mesurée sans et avec plasma (Ne-Xe1% à 10 $mTorr$ et $P_{RF} = 141\,W$).

nous observons que R_{in} et X_{in} augmentent respectivement jusqu'à des valeurs proches de 50 Ω et 0 Ω. Le plasma agit alors comme un milieu inductif en raison de sa permittivité négative qui compense la forte impédance capacitive de la petite sonde coaxiale [8]. Notons que les valeurs pour R_{in} et X_{in} dépendent aussi de la longueur de la sonde coaxiale l_{coax} comme démontré dans [7].

La Figure 4 présente l'amplitude du coefficient de réflexion $S11$ vis-à-vis de 50 Ω en fonction de la fréquence et de la puissance P_{RF} délivrée au plasma. Nous remarquons dans un premier temps que sans décharge plasma, l'antenne proposée est totalement désadaptée de 200 à 450 MHz. En revanche, lorsque la décharge plasma est allumée, une adaptation d'impédance est obtenue avec par exemple $|S11| = -12\,dB$ à 390 MHz lorsque $P_{RF} = 141\,W$. La taille totale de l'antenne, à savoir le rayon extérieur de la coque en verre, est alors égal à $\lambda_0/7$. En outre, une variation de la fréquence de résonance est observée lors de la variation de P_{RF}, c'est-à-dire de la densité électronique n_e. La fréquence de résonance passe de 310 à 390 MHz lorsque P_{RF} augmente de 123 à 141 W. Selon l'équation (1), la modification de n_e conduit à une pulsation plasma ω_p différente et, par conséquent, à une pulsation ω différente pour satisfaire à la condition de résonance du plasmon de surface. On pourrait s'attendre à des fréquences de résonance inférieures pour des valeurs de puissance P_{RF} plus faibles, mais la décharge s'éteint dans notre configuration lorsque $P_{RF} < 123\,W$. En outre, le paramètre $S11$ mesuré d'une antenne monopole $\lambda_0/4$ standard est également indiqué à titre de référence. Cette antenne monopole en cuivre a une longueur de 24 cm et une fréquence de résonance de 305 MHz. Nous remarquons que l'antenne plasma avec

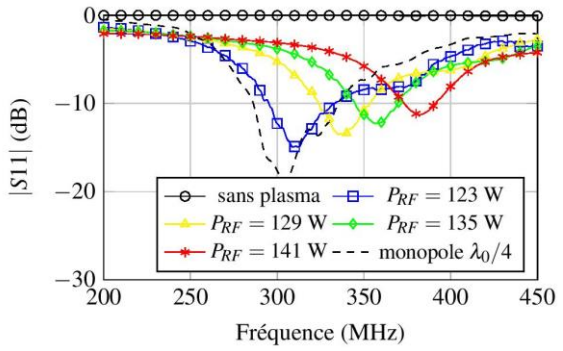

Figure 4. $|S11|$ mesuré pour différentes puissances P_{RF} délivrées au plasma (Ne-Xe1% à 10 $mTorr$).

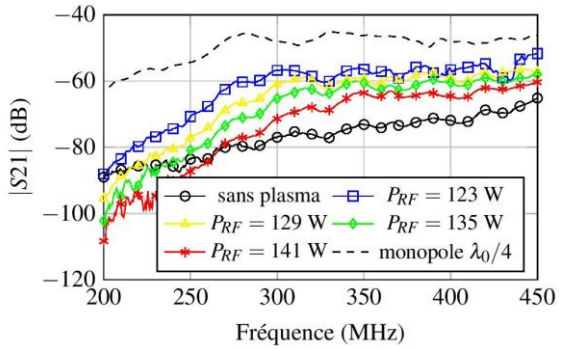

Figure 5. $|S21|$ mesuré pour différentes puissances P_{RF} délivrées au plasma (Ne-Xe1% à 10 $mTorr$).

$P_{RF} = 123\,W$ donne quasiment la même fréquence de résonance que l'antenne monopole $\lambda_0/4$ alors que sa taille maximale n'est que de $\lambda_0/9$.

Les propriétés de rayonnement de l'antenne proposée ont été évaluées en mesurant l'augmentation du rayonnement produit par la décharge de plasma. Comme le montre la Figure 1, une sonde électrique a été connectée à l'ARV et placée à une distance $D = 50\,cm$ de l'antenne testée dans le plan d'azimut, car cette antenne rayonne comme un monopôle électrique à polarisation linéaire avec un diagramme de rayonnement omnidirectionnel [7]. Le coefficient de transmission, ou paramètre $S21$, a donc été mesuré entre l'antenne plasma et la sonde électrique. L'antenne monopole $\lambda_0/4$ standard a également été considérée. Compte tenu de la configuration de mesure, une augmentation de $|S21|$ est nécessairement due à un gain plus important dans la direction de la sonde pour l'antenne testée.

La figure 5 présente l'amplitude du paramètre $S21$ mesuré avec une décharge de plasma dans du Ne-Xe1% à $10\,mTorr$. Une augmentation du rayonnement est clairement observée pour toutes les valeurs de puissance P_{RF} injectée dans le plasma. Sa valeur crête est cependant maximisée pour des faibles puissances P_{RF}, c'est-à-dire des fréquences de résonance de l'antenne plus faibles. Cette augmentation atteint par exemple $20\,dB$ à $300\,MHz$ pour $P_{RF} = 123\,W$. Cela pourrait s'expliquer par l'augmentation du facteur de qualité Q de l'antenne pour des antennes plus petites, c'est-à-dire des valeurs ka plus faibles, où k est le nombre d'onde en espace libre et a le rayon extérieur de la coque en verre [7]. Il convient également de noter que le phénomène de renforcement du rayonnement est sélectif en fréquence et

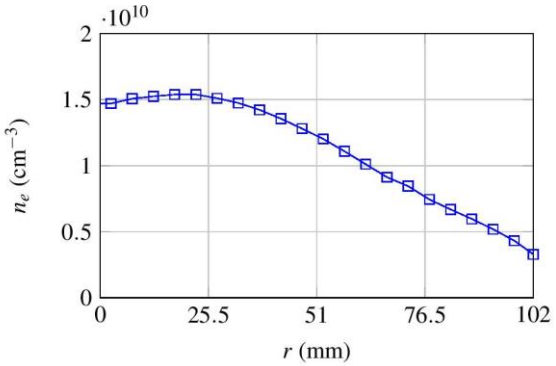

Figure 6. Densité électronique mesurée en fonction de la position radiale r dans le plan d'azimut (Ne-Xe1% à 10 $mTorr$ et $P_{RF} = 123\,W$).

que la présence d'un plasma peut aussi compromettre le rayonnement du monopôle, comme par exemple pour les fréquences inférieures à $265\,MHz$ lorsque $P_{RF} = 141\,W$. Le plasma agit alors comme une coiffe métallique faiblement conductrice au-dessus de la petite sonde coaxiale. Enfin, on peut noter que l'amélioration du rayonnement obtenue pour une puissance $P_{RF} = 123\,W$ n'est inférieure que de $8\,dB$ à celle obtenue avec une antenne monopole standard à la fréquence de résonance de $310\,MHz$.

4. Discussion

Ces résultats expérimentaux ont démontré qu'une décharge plasma hémisphérique peut être utilisée pour concevoir une antenne miniature reconfigurable en fréquence. Afin de confirmer que l'augmentation du rayonnement mesurée est bien due à une résonance plasmonique de surface, des diagnostics plasma complémentaires ont été effectués. Une coque en verre légèrement modifiée a ainsi été conçue. Un passage sous vide a été ajouté pour insérer une sonde de Langmuir et mesurer radialement la densité électronique $n_e(r)$ à $2\,cm$ au-dessus du plan de masse [13]. 21 mesures ont été effectuées uniformément selon r, du centre à la limite intérieure de la coque en verre. Ces mesures plasma ont été effectuées sans la petite sonde coaxiale qui fait office de monopôle.

La Figure 6 présente le profil radial mesuré $n_e(r)$ dans le plan d'azimut en considérant une décharge dans du Ne-Xe1% à $10\,mTorr$ et $P_{RF} = 123\,W$. Il révèle clairement des valeurs non uniformes de la densité électronique avec un profil en cosinus et un rapport entre le centre et le bord de 20 %. La température électronique $T_e = 6{,}8\,eV$, estimée à partir des mesures par sonde de Langmuir, donne une fréquence de collision des électrons $\nu = 14{,}5 \times 10^6\,sec^{-1}$ ($\nu/\omega < 1\,\%$ à $300\,MHz$) selon Bolsig+ [14]. Comme le montre la Figure 6, $n_e(r)$ atteint une valeur maximale de $1{,}54 \times 10^{10}\,cm^{-3}$ qui n'est pas obtenue pour $r = 0$ car le système de couplage inductif ne génère pas un champ magnétique maximal au centre de l'hémisphère.

Pour estimer la fréquence de la résonance plasmonique de surface, le problème initial est remplacé par un problème de diffraction d'une sphère multicouche, en considérant la théorie des images, une symétrie

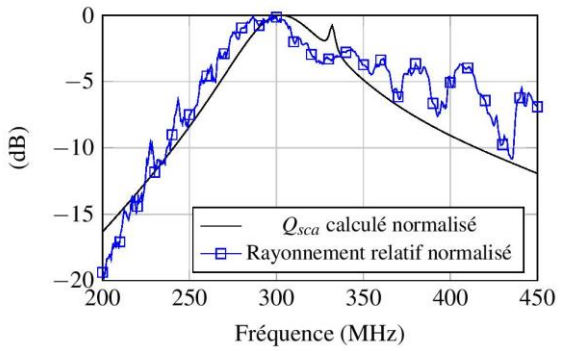

Figure 7. Efficacité de diffraction normalisée Q_{sca} calculée en fonction de la fréquence.

sphérique et une inhomogénéité radiale seulement. Dans chaque couche de la sphère multicouche, la permittivité diélectrique du plasma est calculée en utilisant l'équation (1) avec la densité électronique mesurée $n_e(r)$ et la fréquence de collision ν. Un tel modèle suppose donc que la densité électronique présente également une symétrie sphérique. La sphère est finalement constituée de 22 couches de permittivité diélectrique uniforme, à savoir 21 couches correspondant au plasma, et la couche externe pour le verre. Ce modèle est enfin illuminé par une onde plane à polarisation linéaire pour évaluer ses propriétés de diffraction avec la théorie de Mie [15].

La Figure 7 montre l'efficacité de diffraction normalisée Q_{sca} obtenue avec la théorie de Mie ainsi que l'augmentation normalisée du rayonnement mesurée pour une décharge plasma dans du Ne-Xe1% à $10\,mTorr$ et $P_{RF} = 123\,W$. Nous observons un très bon accord entre les deux courbes avec une fréquence de résonance estimée de $305\,MHz$. Ces résultats corroborent l'existence d'une résonance plasmonique de surface dipolaire électrique, essentielle au fonctionnement de l'antenne miniature plasma proposée.

5. Conclusion

Une décharge plasma a été mise en œuvre en tant que matériau à permittivité négative pour créer une antenne électriquement petite. Ainsi, une sonde coaxiale entourée d'un plasma hémisphérique et placée au-dessus d'un plan de masse a révélé une augmentation significative du rayonnement jusqu'à $20\,dB$ à $300\,MHz$. Les mesures ont également montré que le plasma, en agissant comme un milieu inductif, permettait l'adaptation d'impédance de l'antenne avec une agilité en fréquence de 310 à 390 MHz en contrôlant la puissance fournie au plasma.

Un modèle de Mie multicouche basé sur des mesures du plasma a permis de confirmer l'existence de la résonance plasmonique de surface associée à cette augmentation significative du rayonnement.

L'utilisation de décharges plasma semble être une solution prometteuse pour obtenir une antenne miniature efficace avec des capacités d'agilité en fréquence et de furtivité (e.g., avec des états ON et OFF du plasma).

6. Remerciements

Nous remercions la DGA et la Région Occitanie pour le support financier apporté à ses travaux.

Références

[1] 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, n° 5, pp. 2198-2202, May 2000.

[2] 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.

[3] J. Zhao, S. Wang, H. Wu, Y. Liu, Y. Chang, and X. Chen, *« Flexible plasma linear antenna »*, Appl. Phys. Lett., vol. 110, p. 094108, 2017.

[4] F. Théberge, J.-F. Gravel, J.-C. Kieffer, F. Vidal, and M. Châteauneuf, *« Broadband and long lifetime plasma-antenna in air initiated by laser-guided discharge »*, Appl. Phys. Lett., vol. 111, p. 073501, 2017.

[5] P. Linardakis, G. Borg, and N. Martin, *« Plasma-based lens for microwave beam steering »*, Electron. Lett., vol. 42, n° 8, pp. 444-446, Apr. 2006.

[6] J. Sokoloff, O. Pascal, T. Callegari, R. Pascaud, F. Pizarro, L. Liard, J. Lo, and A. Kallel, *« Non-thermal plasma potentialities for microwave device reconfigurability »*, Comp. Rendus Phys., vol. 15, n° 5, pp. 468-478, May 2014.

[7] H. R. Stuart and A. Pidwerbetsky, *« Electrically small antenna elements using negative permittivity resonators »*, IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 54, n° 6, pp. 1644-1653, Jun. 2006.

[8] R. Ziolkowski and A. Erentok, *« Metamaterial-based efficient electrically small antennas »*, IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 54, n° 7, pp. 2113-2130, Jul. 2006. .

[9] H. R. Stuart and C. Tran, *« Subwavelength microwave resonators exhibiting strong coupling to radiation modes »*, Appl. Phys. Lett., vol. 87, p. 151108, 2005.

[10] A. M. Messiaen and P. E. Vandenplas, *« Theory and experiments of the enhanced radiation from a plasma-coated antenna »*, Electron. Lett., vol. 3, n° 1, pp. 26-27, Jan. 1967.

[11] L. J. Mahoney, A. E. Wendt, E. Barrios, C. J. Richards, and J. L. Shohet, *« Electron-density and energy distributions in a planar inductively coupled discharge »*, J. Appl. Phys., vol. 76, n° 4, pp. 2041-2047, Aug. 1994.

[12] C. A. Balanis, Antenna Theory: Analysis and Design, 4th Edition. Wiley, 2016.

[13] O. Auciello and D. L. Flamm, Plasma Diagnostics. Academic Press, 1989.

[14] G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, *« Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models »*, Plasma Sources Sci. Technol., vol. 14, pp. 722-733, 2005.

[15] R. A. Shore, *« Scattering of an electromagnetic linearly polarized plane wave by a multilayered sphere »*, IEEE Antennas Propag. Mag., vol. 57, n° 6, pp. 69-116, Dec. 2015.