

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 chaines 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 entraine 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) entraine 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 entraine 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.



1015 1016 1017 10¹⁸ 10¹⁹ 10²⁰ *n_e* (m⁻³) 3.0 = 30.0 dBm 1.5 0.0 3.0 = 35.0 dBm 1.5 y (mm) 0.0 3.0 1.5 = 40.0 dBm 0.0 3.0 $n_{inc} = 45.0 \text{ dBm}$ 1.5 0.0 20 30 40 50 60 70 80 x (mm)

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 selon x où la densité électronique moyenne dans la direction transverse passe au-dessus de la densité critique ($n_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} = 1.12 \times 10^{17} m^{-3}$ 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 croitre 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} entraine 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 5.3×10^{10} s⁻¹ pour de l'Argon à 10 Torr [12]. L'équation transcendantale est résolue pour le mode fondamental à 3 GHz pour les dimensions standard de notre cavité (épaisseur de diélectrique de h_{sms} = 0.508 mm et hauteur de cavité h_{gap} = 1.524 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 ($n_e = 0 m^{-3}$, i.e. pas de plasma), cas B ($0 < n_e < 3.08 \times 10^{18} m^{-3}$), cas C ($n_e = 3.08 \times 10^{18} m^{-3}$), cas D ($n_e > 3.08 \times 10^{18} m^{-3}$). 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 $n_e = 8.1 \times 10^{18} m^{-3}$, 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 évanescence apparait 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 × 10¹⁸ 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 entrainant alors des réflexions multiples le long du guide et aucun rayonnement lors de cette propagation.
- Dans le cas C où la densité électronique $n_e = 3.08 \times 10^{18} m^{-3}$, 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 $n_e = 3.08 \times 10^{18} m^{-3}$, 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 impulsionnelles (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 entraine une augmentation de la longueur de colonne, la puissance transitant 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.