

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

A. Luc<sup>1,2</sup>, R. Pascaud<sup>1</sup>, V. Mazières<sup>1</sup>, T. Callegari<sup>2</sup>, A. Simon<sup>3</sup>, V. Laquerbe<sup>4</sup>, D. Monchaux<sup>5</sup>, P. Pouliguen<sup>6</sup>

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

<sup>2</sup>Laboratoire LAPLACE, 8 Rte de Narbonne, 31077 Toulouse

<sup>3</sup>ANYWAVES, 2 Esp. Compans Caffarelli, 31000 Toulouse

<sup>4</sup>CNES, 18 Av. Edouard Belin, 31400 Toulouse

<sup>5</sup>CNES, 52 Rue Jacques Hillairet, 75612 Paris

<sup>6</sup>DGA-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.

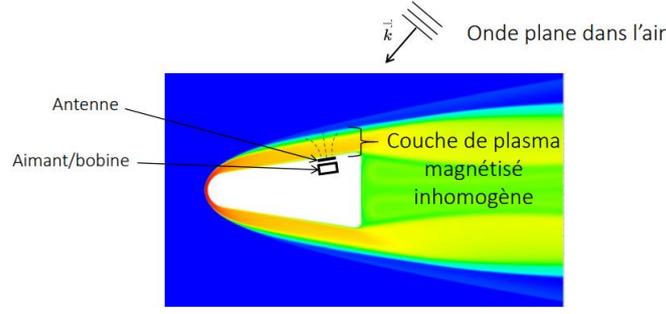


Figure 1 : Schéma du problème étudié, profil de densité électronique provenant de [6]

## 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  $\varepsilon_0$  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  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ . 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.

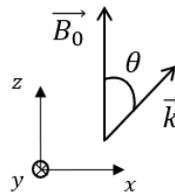


Figure 2 : Repère utilisé dans l'étude

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] :

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

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  $\bar{\varepsilon}_p$  (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  $\theta$  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.

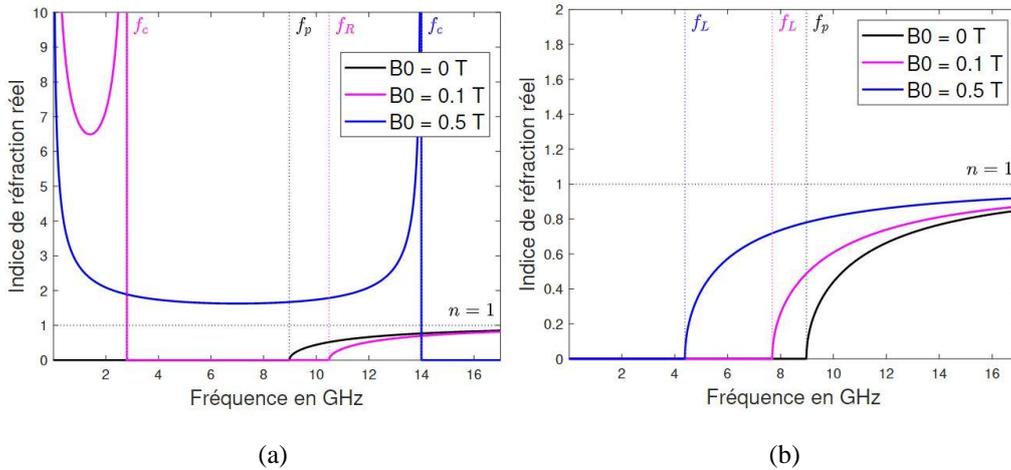


Figure 3 : Indices de réfraction réels en fonction de la fréquence pour les modes (a) RHCP et (b) LHCP en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ).

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	$f < f_c$ 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 délimitant les zones de coupure selon l'épaisseur de plasma.

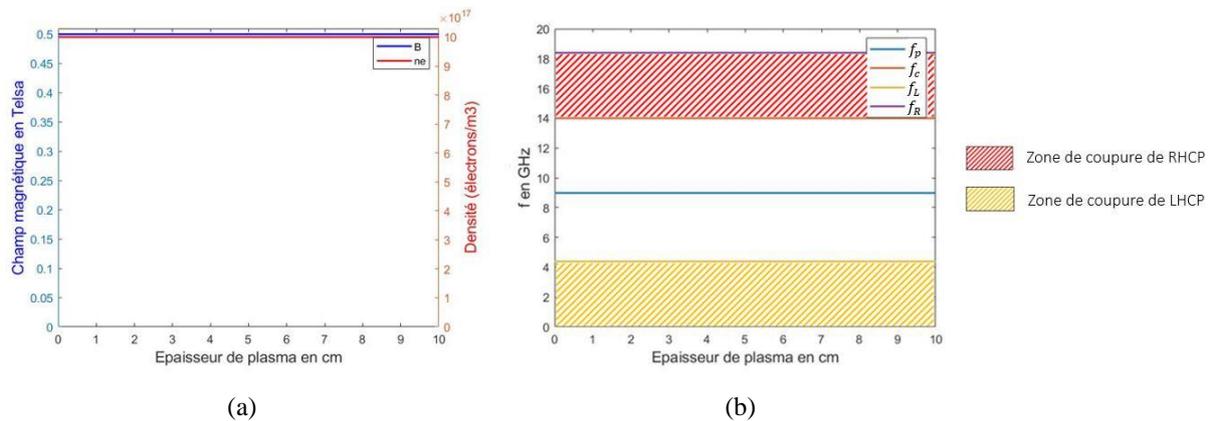


Figure 4 : Evolution (a) des profils de densité électronique et de champ magnétique et (b) des zones de propagation en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ).

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.

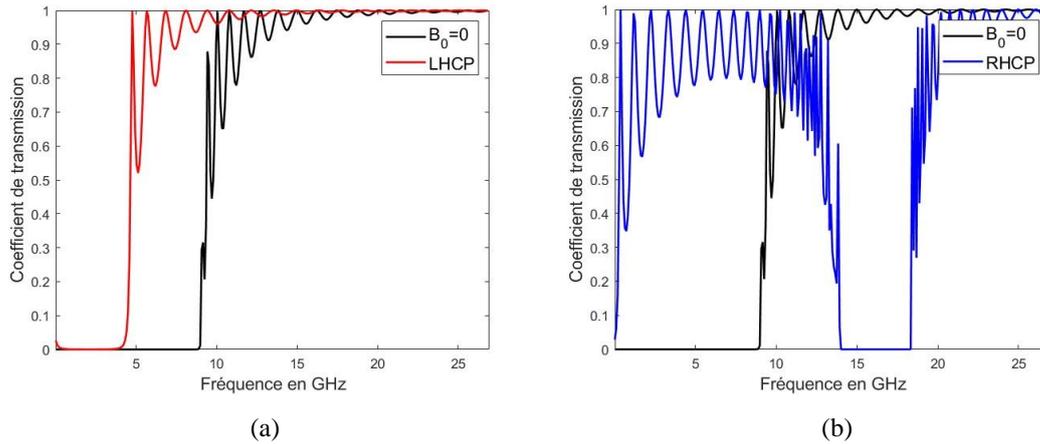


Figure 5 : Coefficients de transmission en puissance à travers une lame plasma de 10 cm obtenus avec les profils de densité et de champ magnétique de la Figure 4 (a) en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ).

## 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 correspondante 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.

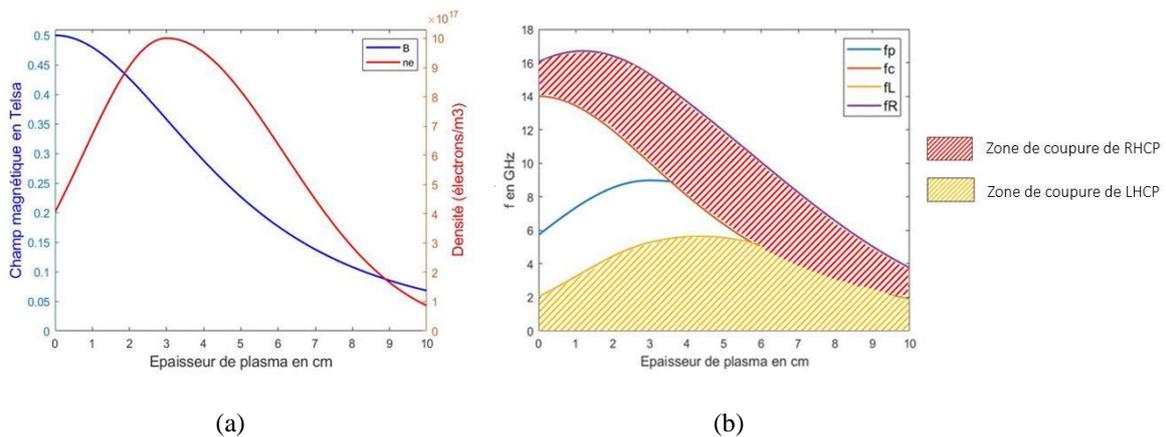


Figure 6 : Evolution (a) des profils de densité électronique et de champ magnétique et (b) des zones de propagation en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ).

La zone de coupure du mode RHCP apparait 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).

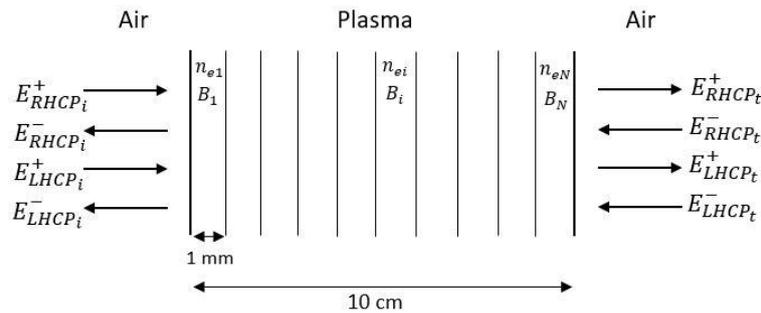


Figure 7 : Schéma de la discrétisation de la couche inhomogène de plasma

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.

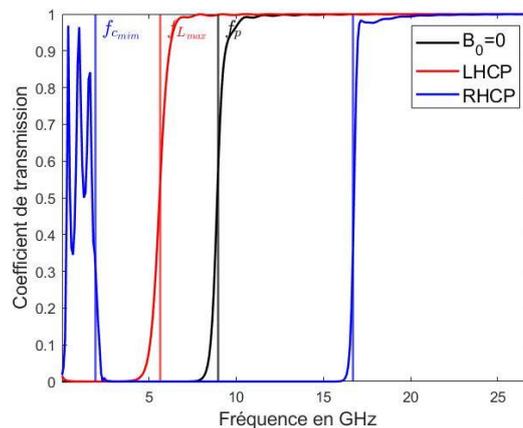


Figure 8 : Coefficients de transmission en puissance à travers une lame plasma de 10 cm obtenus avec les profils de densité et de champ magnétique de la Figure 1 en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ).

Enfin, l'influence de la fréquence de collision  $\nu$  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  $\nu$  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 ( $\approx 0.2$ ) alors qu'elle reste plus acceptable pour 1 GHz ( $\approx 0.4$ ). 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.

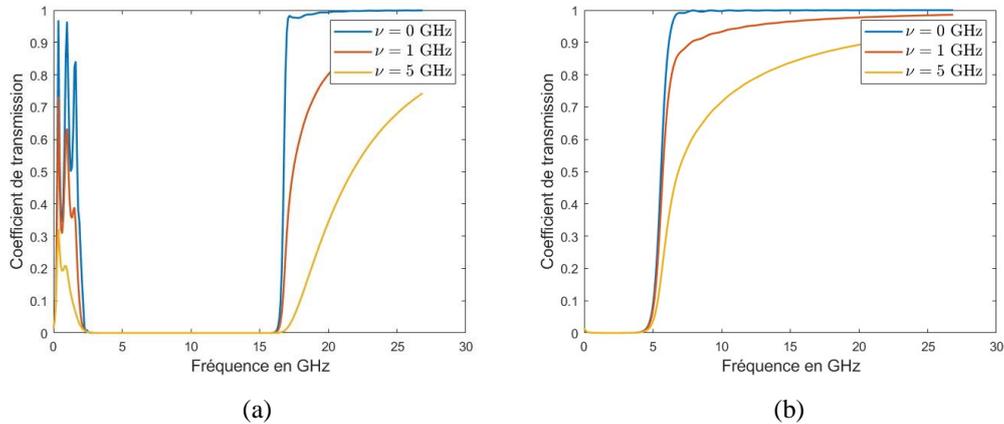


Figure 9 : Coefficients de transmission en puissance à travers une lame plasma de 10 cm obtenus avec les profils de densité et de champ magnétique de la Figure 6 (a), pour des fréquences de collision de 0, 1 et 5 GHz, pour les modes (a) RHCP et (b) LHCP en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ).

### 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.