



HAL
open science

Propagation à 60 GHz pour Communications Off-Body

Theodoros Mavridis, Luca Petrillo, Julien Sarrazin, David Lautru, Aziz Benlarbi-Delai, Philippe de Doncker

► **To cite this version:**

Theodoros Mavridis, Luca Petrillo, Julien Sarrazin, David Lautru, Aziz Benlarbi-Delai, et al.. Propagation à 60 GHz pour Communications Off-Body. Conférence JNM 2013, May 2013, Paris, France. hal-00806700

HAL Id: hal-00806700

<https://hal.sorbonne-universite.fr/hal-00806700v1>

Submitted on 19 Mar 2014

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.

Propagation à 60 GHz pour Communications Off-Body

Theodoros Mavridis¹, Luca Petrillo¹, Julien Sarrazin², David Lautru², Aziz Benlarbi-Delai², Philippe De Doncker¹

¹OPERA Dpt. - Wireless Communications Group, École Polytechnique de Bruxelles, Bruxelles, Belgium

²UPMC Univ Paris 06, UR2, L2E, F-75005, Paris, France

Résumé

Dans cet article, un modèle analytique des ondes rampantes pour les communications corporelles à 60 GHz est décrit. Il est prouvé que le champ total reçu autour d'un cylindre parfaitement conducteur est une excellente approximation d'un cylindre ayant les propriétés électriques du corps humain pour le mode de propagation TM. Il est aussi montré qu'à 60 GHz, les modes d'ondes rampantes supérieurs sont négligeables. Ce modèle est ensuite comparé aux résultats expérimentaux.

1. Introduction

La popularité et le déploiement massif des technologies de communications sans fil ont augmenté le besoin de communications fiables et ultra-rapides. Pour répondre à ce besoin de transmissions ultra-rapides, de nouvelles technologies ont été proposées comme l'Ultra Large Bande (ULB) ou les communications à 60 GHz. Cette bande de fréquence semble être une solution efficace pour réaliser des communications en environnement intérieur avec des débits de l'ordre du Gbit/s [1]. Les coûts de conception de circuits à bande millimétrique mais aussi de la miniaturisation des équipements ont été drastiquement améliorés et permettent à la bande de fréquence autour de 60 GHz d'être un candidat pour les réseaux corporels [2]. Pour permettre le développement des réseaux corporels à 60 GHz, il est nécessaire de modéliser le champ total autour du corps humain. Dans cet article, un modèle de propagation à 60 GHz autour d'un corps cylindrique compatible avec des techniques de tracé de rayon est proposé.

Un modèle de propagation basé sur les résultats de la Théorie Uniforme de la Diffraction (UTD) [5,6] est étudié. L'UTD peut être simplifié car la zone de transition, introduite par [5], peut être négligée dans le cadre de dispositifs communicants embarqués sur le corps humain. Il suffit, dès lors, de calculer les solutions asymptotiques dans la zone illuminée et dans la zone d'ombre.

Cet article résume les résultats de notre modèle d'émetteur externe vers un récepteur placé sur un corps (Off-Body), modélisé par un cylindre. Un intérêt particulier sera porté sur les solutions d'ondes rampantes. La section

2 présente l'équation de l'onde diffractée par un cylindre parfaitement conducteur (PEC) pour les polarisations TM et TE. Un modèle Off-Body, permettant un calcul accéléré du résultat, est présenté. Dans la Section 3, des simulations sont présentées permettant de valider le modèle off-body. Des résultats expérimentaux sont présentés à la section 4. Ceux-ci permettent de valider définitivement le modèle décrit dans cet article. Finalement, la section 5 conclut l'article.

2. Equations des ondes diffractées

2. a. Définition du problème

Le corps humain est modélisé par un cylindre parfaitement conducteur de taille infinie, de rayon a , de permittivité relative complexe ε_r , de la perméabilité du vide μ_0 et d'axe principal z . La diffraction d'une onde plane polarisée TM est étudiée.

Dans cet article, le champ est noté comme une grandeur scalaire suivant la convention temporelle $e^{j\omega t}$ en notant la composante en indice :

$$E_z^{\text{inc}} = e^{jk_0 x} \quad (1)$$

où k_0 est le nombre d'onde et x est l'abscisse en coordonnée cartésienne représentée à la figure 1. L'onde plane polarisée TE est caractérisée par son champ magnétique :

$$H_z^{\text{inc}} = e^{jk_0 x} \quad (2)$$

2. b. Polarisation TM

Le champ total est donné par la somme du champ incident et du champ diffracté, développée en série cylindrique [3] avec passage en coordonnées polaires (ρ, ϕ) .

$$E_z^{\text{tot}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n} \{J_n(k_0 \rho) + a_n H_n^{(2)}(k_0 \rho)\} e^{-jn\phi} \quad (3)$$

et la condition aux limites à la surface du cylindre parfaitement conducteur donne en introduisant $k = k_0$ [3] :

$$a_n = -\frac{J_n(ka)}{H_n^{(2)}(ka)} \quad (4)$$

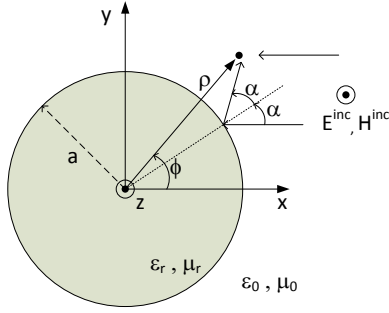


Figure 1. Géométrie

Dans ces équations, les fonctions de Bessel du premier ordre $J_n(x)$ et les fonctions de Hankel du second ordre $H_n^{(2)}(x)$ ont été introduites [4].

La somme présentée à l'équation (3) demande un nombre important de ressources de calcul et n'a pas de signification physique précise. Dans la zone illuminée introduite par [5], le champ total peut être calculé par l'optique géométrique (OG) avec une grande précision. La zone d'ombre peut être calculée grâce à une formulation d'onde rampante.

Zone illuminée Dans la zone illuminée ($\phi < \pi/2$), le champ total est calculé par la somme de l'onde incidente et de l'onde réfléchi sur le cylindre [7].

$$E_z^{\text{tot}} = e^{jk\rho \cos \phi} - e^{jka \cos \alpha} e^{-jks_r} \sqrt{\frac{\rho_r}{\rho_r + s_r}} \quad (5)$$

où $\rho_r = \frac{a}{2} \cos \alpha$, α est l'angle de réflexion sur le cylindre et s_r est la distance parcourue entre le point de réflexion et le point d'observation.

Zone d'ombre Pour définir les ondes rampantes apparaissant dans la zone d'ombre, l'utilisation de la transformation de Watson est nécessaire. Le champ électrique total (3) dans la zone d'ombre ($\phi > \pi/2$) devient :

$$E_z^{\text{tot}} = 2\pi \sum_s j^{v_s} \frac{J_{v_s}(ka)}{H_{v_s}^{(2)}(ka)} H_{v_s}^{(2)}(k\rho) \Phi_{v_s}(\phi) \quad (6)$$

avec $\Phi_{v_s}(\phi) = \frac{\cos v_s(\phi - \pi)}{\sin v_s \pi}$ et $v_s = ka + m\tau_s$. Dans ces équations, $m = (ka/2)^{1/3}$ et τ_s vérifient :

$$W_2(\tau_s) = 0. \quad (7)$$

La fonction $W_2(x)$ est définie pour une fonction d'Airy $A(x)$ de second type [5] : $W_2(z) = 2e^{j\pi/6} \sqrt{\pi} A(e^{j4\pi/3} z)$. A 60 GHz, on peut montrer que le premier mode est largement prédominant. Il est possible aussi de faire l'approximation suivante : $\Phi_{v_s}(\phi) \simeq j e^{-jv_s \phi}$. Le calcul des fonctions de Bessel d'ordre complexe n'est pas trivial et n'est

pas nécessaire si $\rho \simeq a$. Cela permet d'obtenir l'équation de l'onde rampante modélisant le champ électrique autour du cylindre parfaitement conducteur :

$$E_z^{\text{tot}} \simeq 2\pi j^{v_1+1} \frac{A(\tau_1)}{W_2'(\tau_1)} W_2(\tau_1 - h) e^{-jv_1 \phi} \quad (8)$$

où $h = \frac{k}{m}(\rho - a)$. Cette équation donne le champ total dans la zone d'ombre de manière efficace et précise.

2. c. Polarisation TE

Le champ électrique total polarisé TE est donné par :

$$E_\rho^{\text{TE}} = \frac{H_0}{j\omega\epsilon} \frac{1}{\rho} \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} n j^{n-1} \left\{ J_n(k\rho) - \frac{J_n'(ka)}{H_n^{(2)'}(ka)} H_n^{(2)}(k\rho) \right\} e^{-jn\phi}$$

$$E_\phi^{\text{TE}} = -\frac{kH_0}{j\omega\epsilon} \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^n \left\{ J_n'(k\rho) - \frac{J_n'(ka)}{H_n^{(2)'}(ka)} H_n^{(2)'}(k\rho) \right\} e^{-jn\phi} \quad (9)$$

Les équations (9) peuvent aussi être simplifiées en introduisant la zone illuminée et la zone d'ombre.

Zone illuminée En optique géométrique, le champ magnétique H_z^{TE} est obtenu par :

$$H_z^{\text{TE}} = e^{ik\rho \cos(\phi)} + e^{ika \cos(\alpha)} \sqrt{\frac{\rho_r}{\rho_r + s_r}} e^{-iks_r} \quad (10)$$

Les équations de Maxwell permettent d'obtenir le champ électrique :

$$E_\rho^{\text{TE}} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z^{\text{TE}}}{\partial \phi} \quad (11)$$

$$E_\phi^{\text{TE}} = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial H_z^{\text{TE}}}{\partial \rho} \quad (12)$$

Zone d'ombre Le champ dans la zone d'ombre est défini par une onde rampante :

$$E_\rho^{\text{TE}} = \frac{H_0}{j\omega\epsilon} \frac{1}{\rho} \times 2\pi \sum_s v_s' j^{v_s'-1} \frac{A'(\tau_s')}{\tau_s' W_2(\tau_s')} W_2(\tau_s' - h) \Phi_{v_s'}(\phi) \quad (13)$$

$$E_\phi^{\text{TE}} = -\frac{kH_0}{j\omega\epsilon} \times \frac{2\pi}{m} \sum_s j^{v_s'} \frac{A'(\tau_s')}{\tau_s' W_2(\tau_s')} W_2'(\tau_s' - h) \Phi_{v_s'}(\phi)$$

où $v_s' = ka + m\tau_s'$ et τ_s' vérifient :

$$W_2'(\tau_s') = 0 \quad (14)$$

Les τ'_s sont connus avec une grande précision et en notant $\tau'_s = -(1.5 q'_s)^{2/3} e^{-i\pi/3}$, on peut montrer que q'_s peuvent être tabulés [8] :

$$q'_s = \frac{\pi}{4} l - \frac{0.12378718}{l} + \frac{0.077576}{l^3} - \frac{0.3890}{l^5} + \frac{4.79}{l^7} \quad (15)$$

où $l = 4s - 3$ et s est un entier positif. Le premier terme de la somme (13) donne :

$$\begin{aligned} E_\rho^{\text{TE}} &\simeq \frac{H_0}{j\omega\varepsilon\rho} \frac{1}{2\pi v'_1} j^{v'_1} \frac{A'(\tau'_1)}{\tau'_1 W_2(\tau'_1)} W_2(\tau'_1 - h) e^{-jv'_1\phi} \\ E_\phi^{\text{TE}} &\simeq -\frac{kH_0}{j\omega\varepsilon} \frac{2\pi}{m} j^{v'_1+1} \frac{A'(\tau'_1)}{\tau'_1 W_2(\tau'_1)} W_2(\tau'_1 - h) e^{-jv'_1\phi} \end{aligned} \quad (16)$$

Dans le cas d'un cylindre parfaitement conducteur, on montre que $\tau'_1 = 0.5094 - 0.8823j$.

2. d. Généralisation au cylindre diélectrique

Le modèle développé plus haut peut être facilement modifié pour étudier la diffraction d'une onde plane par un cylindre diélectrique. Les équations de l'optique géométrique sont modifiées en introduisant un coefficient de réflexion [7]. Les solutions d'ondes rampantes (8) and (13) sont adaptées en introduisant des nouvelles valeurs de τ_1 et τ'_1 . Pour la polarisation TM, on peut montrer que τ_1 doit vérifier :

$$W'_2(\tau_1) - qW_2(\tau_1) = 0 \quad (17)$$

et pour la polarisation TE :

$$qW'_2(\tau'_1) - W_2(\tau'_1) = 0 \quad (18)$$

où $q = m\sqrt{\varepsilon_r}$. On peut aussi montrer que, dans la zone d'ombre, le cylindre parfaitement conducteur est une bonne approximation d'un cylindre diélectrique ayant les propriétés électrique de la peau humaine à 60 GHz. Pour la polarisation TE, l'équation (18) doit être utilisée.

3. Simulations Numériques

Dans cette section, la solution exacte du problème aux conditions aux limites défini par (3) pour la polarisation TM et (9) pour la polarisation TE est utilisée pour valider le modèle développé dans cet article. La comparaison est présentée en figure 2 pour la polarisation TM.

Comme il est montré sur la figure 2, le modèle s'accorde parfaitement avec la solution exacte. Une faible différence apparaît autour de la zone de transition ($\phi = 90^\circ$).

La polarisation TE est étudiée sur la figure 3.

Le modèle montre un parfait accord avec la solution exacte. La déviation autour de la zone de transition ($\phi = 90^\circ$) s'étale sur quelques degrés ce qui la rend négligeable.

4. Comparaison Expérimentale

4. a. Matériel

Le modèle d'onde rampante a été vérifié en effectuant des mesures en chambre anéchoïque à l'aide d'un VNA

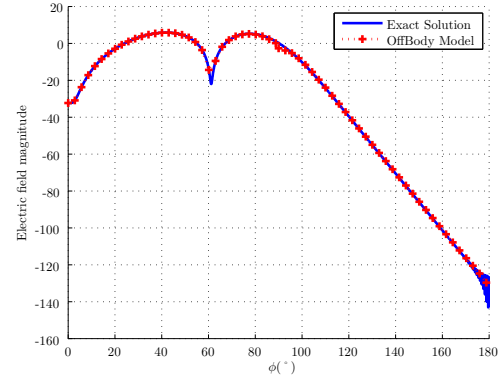


Figure 2. Mode TM. Comparaison entre la solution exacte (3) et le modèle donné par la combinaison (5) et (8) pour un cylindre parfaitement conducteur avec $f = 60$ GHz, $a = 0.2$ m et $\rho = 0.205$ m.

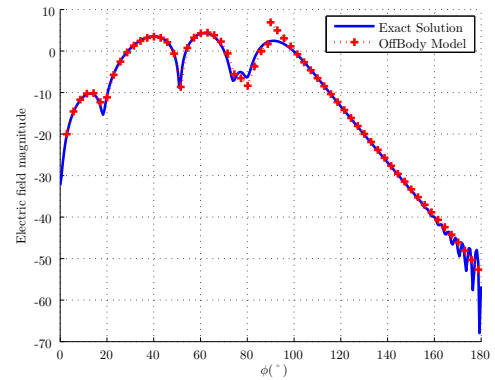


Figure 3. Mode TE. Comparaison entre la solution exacte (9) et le modèle donné par la combinaison (10) et (13) pour un cylindre parfaitement conducteur avec $f = 60$ GHz, $a = 0.2$ m et $\rho = 0.205$ m.

Agilent E8361C. Des antennes cornets en bande U ont été utilisées. Celle-ci avait une directivité de 10° et un gain de 20 dBi. L'ouverture de l'antenne avait une taille de 3 cm x 2.3 cm.

L'antenne émettrice Tx est placée suffisamment loin du cylindre pour émuler l'illumination par une onde plane. L'antenne réceptrice est placée tangentielle au cylindre de manière à maximiser l'énergie reçue de la part de l'onde rampante. La distance Δr est définie à partir du centre de l'ouverture de l'antenne jusqu'à la surface du cylindre. Les paramètres de cette expérience sont résumés dans le tableau 1.

Le cylindre a une hauteur de 1.2m et l'antenne réceptrice a été placée à mi-hauteur. Pour effectuer un filtrage temporel autour du temps d'arrivée de l'onde rampante, 10 GHz de bande de fréquence ont été utilisés.

Le pas fréquentiel a été choisi de manière à ce que la longueur de la réponse impulsionnelle soit de $0.015 \mu s$, ce

TABLE 1. Paramètres Spatiaux

| Symbole | Valeur |
|--|---------------------------|
| a | 0.2 m |
| d | 1.92 m |
| Angular Step $\Delta\phi$ ($f_{\text{début}} : f_{\text{fin}}$) | 5° (50 :60) GHz |
| f_{step} | 66.67 MHz |
| IFbandwidth | 1 Hz |
| Averaging parameter | 1024 |

qui équivaut à une distance parcourue de 4.5 m. Les paramètres fréquentiels ont été optimisés de manière à avoir la meilleure dynamique de puissance possible. Les câbles coaxiaux ont environ 6 dB/m de perte. Pour améliorer la dynamique de mesure, le VNA a été placé dans la chambre anchoïque et a été recouvert de matière absorbante.

4. b. Résultats expérimentaux

Le filtrage temporel a été réalisé dans les mesures qui suivent. Cela implique que la fréquence de travail est 55 GHz et non 60 GHz.

Les mesures sont comparées avec (8) et (13) pour l'antenne placée contre le cylindre. Cela correspond à $\Delta r = 15$ mm pour la polarisation TM et $\Delta r = 11.5$ mm pour la polarisation TE. La courbe théorique a été normalisée en fonction du premier point de mesure, ce qui permet de fixer la référence de puissance.

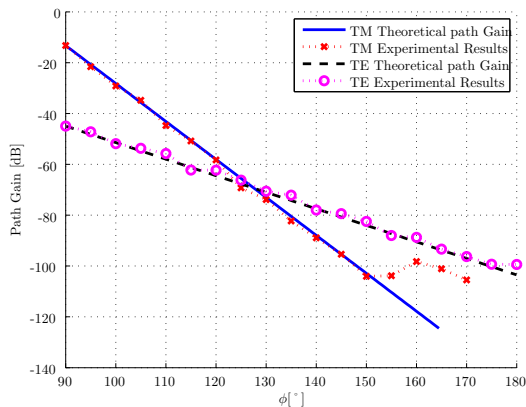


Figure 4. Comparaison du modèle théorique du modèle d'onde rampante et des mesures pour l'antenne placée contre le cylindre et $f = 55$ GHz

Comme on peut le constater, le modèle est en parfait accord avec les mesures jusqu'à $\phi = 150^\circ$ où le seuil de bruit des appareils est atteint pour la polarisation TM. La dynamique de puissance des mesures est meilleure dans le cas TE. On remarque clairement que la perte de puissance est linéaire en décibel entre $\phi = 90^\circ$ et $\phi = 180^\circ$, ce qui

permet de valider l'équation (13).

5. Conclusion

Cet article étudie le problème de la diffraction de l'onde plane par un cylindre parfaitement conducteur. La solution développée permet de diminuer les temps de calcul et de donner une signification physique aux résultats. Le modèle de propagation est présenté pour les polarisations TE et TM. Il est basé sur une solution d'optique géométrique dans la zone illuminée et une solution d'onde rampante dans la zone d'ombre. Une remarque a été introduite pour permettre la généralisation à un cylindre diélectrique.

Des simulations numériques ont permis de comparer le modèle et la solution exacte du problème de condition aux limites. Il a aussi été montré que chacune des composantes du champ électrique peuvent être calculées de manière indépendante.

Une validation expérimentale a été réalisée pour les polarisations TE et TM sur un cylindre parfaitement conducteur dans une chambre anéchoïque. La puissance de l'onde rampante mesurée valide parfaitement le modèle développé dans cet article. La perte de puissance obtenue sur un cylindre parfaitement conducteur est plus faible que sur un corps humain mais le modèle développé dans cet article peut facilement être généralisé au cas diélectrique.

Remerciements

Les auteurs aimeraient remercier le Prof. Bernard Huart, Dr. Reda Mohellebi et Mr. Antoine Khy de Telecom ParisTech pour leurs conseils avisés.

5. Bibliographie

- [1] N. Guo and R. C. Qiu and S. Mo and K. Takahashi, *60-GHz Millimeter-Wave Radio : Principle, Technology, and New Results*, Eurasis Journal, 2007.
- [2] S. Alipour et al., *Propagation Characteristics for a 60 GHz WBAN*, The 2010 Military Communications Conference, 2010.
- [3] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, Wiley, 1989.
- [4] M. Abramowitz and I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, Dover Publications, 1964.
- [5] P. H. Pathak and W. D. Burnside and R. J. Marhefka, *A uniform GTD analysis of the diffraction of electromagnetic waves by a smooth convex surface*, IEEE Trans. on Ant. and Prop., 28, pp. 631-642, Sep. 1980.
- [6] H. H. Syed and J. L. Volakis, *High frequency scattering by a smooth coated cylinder simulated with generalized impedance boundary conditions*, Radio Sciences, 26, 1305-1314, 1991.
- [7] Y. A. Kravtsov and N. Y. Zhu, *Theory of Diffraction : Heuristic Approaches*, Alpha Science, 2010.
- [8] V. I. Ivanov, *Tabulation of the Functions of V.A. Fock*, Journal of Mathematical Sciences, 1982.