



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

A mon père

Remerciements

Je tiens à remercier le Professeur André Tosser-Roussey pour avoir bien voulu diriger cette thèse et pour ses encouragements.

Que Monsieur Fichaux, Responsable du Service Compatibilité Electromagnétique à TDF C2R de Metz, trouve ici ma gratitude pour le soutien qu'il m'a apporté tout au long de cette thèse.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur Jean Claude Humbert , technicien à l'IPEM de Metz, pour l'aide et la disponibilité dont il a fait preuve à mon égard.

J'ai le vif plaisir de remercier l'équipe de l'INRIA dirigée par Monsieur Sallet pour l'accueil chaleureux qu'elle m'a réservé. Je tiens en particulier à remercier Monsieur Jean Claude Vivalda pour son aide constante.

Je remercie les équipes de Tonna Electronique et du Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des Solides pour leur aide technique.

Je tiens à remercier Messieurs les Professeurs Valentin et Lhuillier pour avoir effectué une analyse profonde de ce travail. Mes remerciement s'adressent également aux autres membres du Jury pour avoir voulu juger cette thèse.

Aux parents, amis et nombreuses personnes qui m'ont soutenu tout au long de cette thèse, je dis merci.

Liste des Figures

1.1	Spectre électromagnétique (Thuery)	12
1.2	Polarisation linéaire (Jasik)	18
1.3	Polarisation circulaire (Jasik)	19
1.4	Molécule polaire	22
2.1	Influence d'un plan conducteur	27
2.2	Zones de rayonnement	31
2.3	Antenne filaire au centre d'un trièdre orthonormé	33
2.4	Antenne gainée à une gorge	36
2.5	Antenne à gaine uniforme	37
2.6	Antenne à gainée à deux gorges	38
2.7	Ligne de transmission coaxiale généralisée	52
3.1	Impédance de l'antenne à gorge dans l'air	67
3.2	Impédance de l'antenne à gorge dans l'eau salée	67
3.3	Impédance de l'antenne uniforme dans l'air	68
3.4	Impédance de l'antenne uniforme dans l'eau salée	69
3.5	Adaptation par ligne $\lambda/4$	70
3.6	Adaptation par stub	70

3.7	Cellules d'adaptation	71
3.8	Antenne et cellule d'adaptation	72
3.9	Diagramme bloc de la mesure	74
3.10	Sondes de mesure de champ électrique	75
3.11	$ E_z $ dans le milieu ambiant , gaines uniforme et avec gorge $d = 1cm$. .	77
3.12	$ E_z $ dans le milieu ambiant, gaines uniforme et avec gorge $d = 2cm$. .	77
3.13	$ E_r $ dans le milieu ambiant, gaines uniforme et avec gorge $d = 2cm$. .	78
3.14	$ E_r $ dans le milieu ambiant, gaines uniforme et avec gorge $d = 1cm$. .	78
3.15	Amplitude du champ électrique dans le milieu ambiant, méthode1 . . .	82
3.16	Amplitude du champ électrique dans le milieu ambiant, $c=2cm$, 1 gorge	83
3.17	$E = f(r)$ dans l'air, $L=26cm$, antennes à gaine uniforme	84
3.18	$E = f(r)$ dans l'air, $c=1,5cm$	85
3.19	Antennes avec gorge dans la gaine	88
3.20	Antennes à gaine uniforme	89

Table des matières

0	Introduction	5
1	Généralités sur l'électromagnétisme	9
1.1	Le champ électromagnétique	10
1.1.1	Définitions	10
1.1.2	Equations	13
1.1.3	Conditions aux limites	16
1.1.4	Polarisation du champ , modes de propagation	18
1.2	L'onde et la matière	20
1.2.1	Matériaux conducteur et diélectrique	20
1.2.2	Molécule polaire	21
1.2.3	Effet d'un rayonnement micro-onde sur un milieu polaire	22
1.2.4	Effet de peau	23
2	Les antennes	25
2.1	Rappels	26
2.1.1	Définition	26
2.1.2	Théorème de réciprocité	26
2.1.3	Influence d'un plan conducteur	27

2.2	Paramètres caractéristiques	28
2.2.1	Impédance d' une antenne	28
2.2.2	Champs rayonnés par une antenne	30
2.2.3	Diagramme de rayonnement	32
2.2.4	Directivité, rendement, gain	34
2.3	Description des antennes étudiées	36
2.4	Position du problème	39
2.4.1	Equation du courant	39
2.5	Première approche	40
2.5.1	Expression des champs émis	42
2.5.2	Approximations	44
2.5.3	Calcul du nombre d'onde k_L du courant-Hypothèse simplificatrice	45
2.6	Deuxième approche	51
2.6.1	Antenne en milieu dissipatif	51
2.7	Antenne dans l'air	54
2.8	Expressions des champs émis	55
2.8.1	Equations générales	55
2.8.2	Approximations	58
2.8.3	Nombre d'onde k_L du courant-Hypothèse simplificatrice	58
2.9	Synthèse des deux approches	60
2.9.1	Synthèse de la première approche	61
2.9.2	Synthèse de la deuxième approche	62
2.10	Champs lointain et proche	63
2.10.1	Champ proche	63

<i>Table des matières</i>	5
2.10.2 Champ lointain rayonné	64
3 Résultats	65
3.1 Mesures d'impédance	66
3.2 Le champ électrique proche	73
3.2.1 Zone de mesure	75
3.3 Evaluation du champ électrique proche émis	76
3.3.1 Résultats de la première méthode	76
3.3.2 Comparaison des résultats théoriques des deux méthodes	79
3.3.3 Milieu ambiant : air	83
3.3.4 Discussion	86
3.4 Le champ électrique lointain	87
3.4.1 Mesures	87
4 Conclusion	91
A Calcul des coefficients $A, A_2, A_3, B, B_3 \dots, A_4, A_g$	93
A.1 Première méthode	94
A.2 Deuxième méthode	94
B Composante radiale du vecteur de Poynting complexe - Puissance complexe radiale	97
B.1 Première méthode	98
B.2 Deuxième méthode	98
C Fiche technique des sondes	101

Table des matières

6

Bibliographie

103

0

Introduction

Le grand besoin de capteurs rapides en milieu robotisé et la pénétration progressive, mais lente, des techniques hyperfréquences dans l'ingénierie de la robotique ont conduit à étudier des dispositifs HF ou UHF se distinguant de ceux étudiés ailleurs en France, à Rennes, à Lille, à Gif, à Brest, à Valenciennes et à Paris [1]. Il s'agit de dispositifs filaires pour lesquels on espère réaliser des singularités très localisées du champ électrique, par exemple en modifiant ponctuellement la nature du diélectrique; des études de dispositifs "corrugués" [2] à modification périodique de surfaces émissives ont déjà été effectuées, notamment aux USA.

Comme c'est souvent le cas pour l'étude des antennes, les méthodes rigoureuses de calcul de rayonnement et d'impédances sont d'une grande complexité analytique et des méthodes approchées doivent être utilisées pour analyser le fonctionnement électrique. Il faut citer King [3] et Stratton [4] qui sont des pionniers dans ce domaine, mais ils ne fournissent aucune méthode pour l'étude du rayonnement en champ proche de brins métalliques gainés d'isolants hétérogènes.

Un deuxième intérêt d'une modélisation est qu'elle permettrait d'envisager la mise au point de capteurs rapides de passages de petits échantillons, diélectriques ou métalliques, susceptibles de perturber le champ proche.

L'étude qui suit se propose donc d'étudier des procédures approchées de calcul du comportement de brins métalliques dont l'isolant présente une ou des fenêtres, d'en déduire un modèle simplifié (dont il serait souhaitable de connaître les limites de validité) et enfin d'effectuer quelques mesures pour juger de la modélisation dans un cas simple, et en cas d'accord d'étendre ce modèle pour définir des structures et des natures de fenêtres diélectriques.

En raison de la symétrie cylindrique, l'étude théorique doit faire appel aux fonctions

de Bessel, ce qui rapproche cette étude de l'analyse de fonctionnement de guides cylindriques à hétérogénéités et interdit l'utilisation de calculs approchés de champ proche en symétrie plane.

L'étude comporte donc un chapitre de généralités sur l'électromagnétisme, suivi du chapitre sur les antennes en général et sur celles qui constituent notre étude en particulier. La partie des résultats qui concentre quelques mesures et tous les résultats théoriques des antennes étudiées, évoluant à 915MHz dans l'air ou dans un milieu plus ou moins dissipatif, nous permet de passer ensuite à la conclusion de ce travail.

1

Généralités sur

l'électromagnétisme

1.1 Le champ électromagnétique

1.1.1 Définitions

Le champ électromagnétique dont l'origine réside dans une distribution de charges et de courants ([4]) est constitué du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{H} . Ces deux vecteurs varient dans le temps et dans l'espace tout en restant perpendiculaires entre eux. Dans un milieu donné, ils se déplacent à la vitesse v :

$$v = \frac{c}{n} \quad (1.1)$$

où

c est vitesse de la lumière dans le vide ($c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$).

n est indice de réfraction du milieu traversé par \vec{E} et \vec{H} .

Un milieu soumis au champ \vec{E} ou \vec{H} produit une réponse. Pour traduire cette réponse, on introduit le vecteur induction électrique ou déplacement électrique \vec{D} et le vecteur induction magnétique \vec{B} .

Dans un milieu linéaire, il existe une proportionnalité entre la réponse et le champ imposé au milieu. Ainsi, dans un milieu linéaire, homogène et isotrope, on a les relations suivantes :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = (\epsilon_0 \epsilon_r) \vec{E} \quad (1.2)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = (\mu_0 \mu_r) \vec{H} \quad (1.3)$$

où l'on a :

ϵ_0 : permittivité du vide ($\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$)

ϵ_r : permittivité relative du milieu (nombre sans dimension)

μ_0 : perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$)

μ_r : perméabilité relative du milieu (nombre sans dimension)

ϵ_r et μ_r sont les fonctions réponses des milieux soumis à \vec{E} et \vec{H} . Elles sont complexes dans un milieu isotrope.

Les unités des grandeurs introduites tout au long de ce travail appartiennent au système de mesure M.K.S.A.

Contrairement aux ondes sonores et ultra sonores qui sont des ondes de pression, les ondes électromagnétiques n'ont pas besoin d'un support matériel pour se propager. En effet, elles se propagent dans le vide et dans la matière.

Nous nous intéressons au champ électromagnétique dépendant du temps. Il possède alors une fréquence qui est celle des phénomènes qu'il va induire dans son entourage. Les fréquences que peut prendre un champ électromagnétique sont consignées dans le spectre continu électromagnétique (*Fig.1.1*).

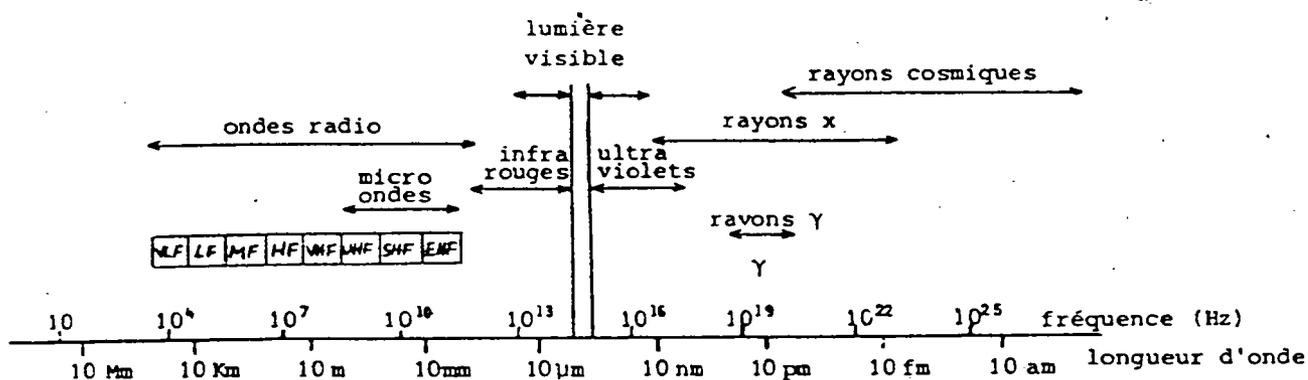


Figure 1.1. Spectre électromagnétique

Le spectre électromagnétique se sépare en deux parties :

- Au-delà de l'ultra-violet lointain on trouve les rayonnements ionisants. Quand de tels rayonnements sont envoyés sur une molécule, leur énergie est suffisante pour casser les liaisons chimiques dans ladite molécule.
- Du côté des basses énergies se situent les rayonnements non ionisants. Ils sont composés de la lumière visible et des ondes radioélectriques. Lorsque de tels rayonnements sont envoyés sur une molécule, leur énergie est trop faible pour rompre les liaisons chimiques présentes dans cette molécule.

Des considérations quantiques expliquent que la rupture d'une liaison chimique par un rayonnement dépend uniquement de la fréquence f de ce dernier. L'énergie d'un rayonnement de fréquence f est hf , où $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ est la constante de Planck. L'intensité du rayonnement, c'est-à-dire l'énergie globale transportée par le

rayonnement n'a aucune influence sur cette rupture.

Les micro-ondes sont constituées des UHF, SHF et EHF (Tableau 1.1).

Fréquence	Longueur d'onde	Dénomination
300MHZ – 3GHZ	Ondes décimétriques (1m-10cm)	UHF=Ultra hautes fréquences
3GHZ – 30GHZ	Ondes centimétriques (10cm-1cm)	SHF=Hyperfréquences
30GHZ – 300GHZ	Ondes millimétriques (1cm-1mm)	EHF =Fréquences extrêmement hautes

Tableau 1.1. Rayonnement micro-onde

L'utilisation du rayonnement micro-onde couvre des domaines aussi vastes que variés comme les communications hertziennes, les applications industrielles, scientifiques et médicales dites ISM.

1.1.2 Equations

Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell sont un système de quatre équations qui régissent les phénomènes électromagnétiques observables à l'échelle macroscopique. Elles lient les vecteurs \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} et \vec{B} aux densités de charge ρ et de courant \vec{J} des milieux traversés. Elles s'écrivent :

$$\text{rot } \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (\text{Loi de Maxwell-Faraday}) \quad (1.4)$$

$$\vec{r}\text{ot } \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{Loi de Maxwell-Ampère}) \quad (1.5)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (1.6)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (1.7)$$

où :

σ représente conductivité électrique du milieu (*unité* : S/m).

Equation de propagation

Nous supposons une variation temporelle du champ électromagnétique en $e^{-i\omega t}$. Les lois de Maxwell-Ampère et Maxwell-Faraday s'écrivent alors respectivement :

$$\vec{r}\text{ot } \vec{E} = i\omega \vec{B} \quad (1.8)$$

$$\vec{r}\text{ot } \vec{H} = (\sigma - i\omega\epsilon) \vec{E} \quad (1.9)$$

avec :

- $i^2 = -1$: le nombre complexe imaginaire pur.
- $\omega = 2\pi f$: pulsation du champ électromagnétique (*unité* : rad/s).
- f : fréquence du champ électromagnétique (*unité* : Hz).

Compte tenu de l'identité :

$$\vec{rot} \vec{rot} \vec{E} = \vec{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \Delta \vec{E} \quad (1.10)$$

Les équations (1.7), (1.8), et (1.9) donnent l'équation de propagation des ondes sous la forme :

$$\vec{grad} \frac{\rho}{\epsilon} - \Delta \vec{E} = i\omega\mu (\sigma - i\omega\epsilon) \vec{E} \quad (1.11)$$

Dans un milieu où il n'existe pas de charge ($\rho = 0$), cette équation de propagation devient :

- pour le champ électrique :

$$\Delta \vec{E} + i\omega\mu (\sigma - i\omega\epsilon) \vec{E} = 0 \quad (1.12)$$

- pour le champ magnétique :

$$\Delta \vec{H} + i\omega\mu (\sigma - i\omega\epsilon) \vec{H} = 0 \quad (1.13)$$

La solution la plus simple de l'équation de propagation des ondes électromagnétiques est l'onde plane homogène. C'est une approximation grossière que l'on fait quand on se trouve loin de la source qui a produit le champ observé. L'importance de cette onde vient du fait que chacune de ses composantes satisfait les équations de Maxwell. On peut alors construire d'autres ondes à partir de combinaisons d'ondes planes.

Dans le vide, l'onde plane a les caractéristiques suivantes :

- elle se propage librement à la vitesse de la lumière, soit $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.
- sa périodicité spatiale est décrite par la longueur d'onde $\lambda = \frac{c}{f}$, où f est la fréquence de la source qui a engendré l'onde.
- elle est transverse électromagnétique, c'est-à-dire que les champs \vec{E} et \vec{H} forment avec la direction de propagation un trièdre rectangle

Les autres solutions de l'équation d'onde sont les ondes cylindriques faisant intervenir les fonctions de Bessel et les ondes sphériques.

1.1.3 Conditions aux limites

En se propageant, l'onde électromagnétique transporte avec elle une puissance. Pour des champs variant périodiquement dans le temps, le vecteur de Poynting complexe est défini par :

$$\vec{S} = \frac{1}{2} (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \quad (1.14)$$

S (unité : W/m^2)

\vec{H}^* : conjugué complexe du champ magnétique \vec{H} .

La puissance complexe rayonnée est égale au flux du vecteur de Poynting complexe à travers une surface fermée.

En traversant deux milieux aux propriétés physiques (σ, ϵ) différentes, le champ électromagnétique obéit à certaines lois. Ce sont les conditions aux limites. Elles prennent les formes suivantes à la surface de séparation des deux milieux :

- pour les composantes normales :

$$B_{2N} - B_{1N} = 0 \quad (1.15)$$

$$D_{2N} - D_{1N} = \rho_s \quad (1.16)$$

- pour les composantes tangentielles :

$$\vec{E}_{2T} - \vec{E}_{1T} = \vec{0} \quad (1.17)$$

$$\vec{H}_{2T} - \vec{H}_{1T} = -\vec{J}_s \quad (1.18)$$

où :

ρ_s représente la densité superficielle de charge (*unité* : C/m^2).

J_s est densité superficielle de courant (*unité* : A/m^2).

1.1.4 Polarisation du champ , modes de propagation

Les concepts de polarisation d'onde et de modes de propagation décrivent les variations de direction et d'amplitude du champ électromagnétique.

Polarisation du champ

Au cours de la propagation du champ électromagnétique les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} oscillent chacun dans deux plans distincts . Le plan de polarisation du champ électromagnétique est le plan dans lequel varie le champ électrique .

Quand le plan contenant le champ électrique \vec{E} est fixe, la polarisation est linéaire (Fig.1.2). Elle est dite :

- verticale quand le champ électrique est vertical.
- horizontale quand le champ électrique est horizontal.

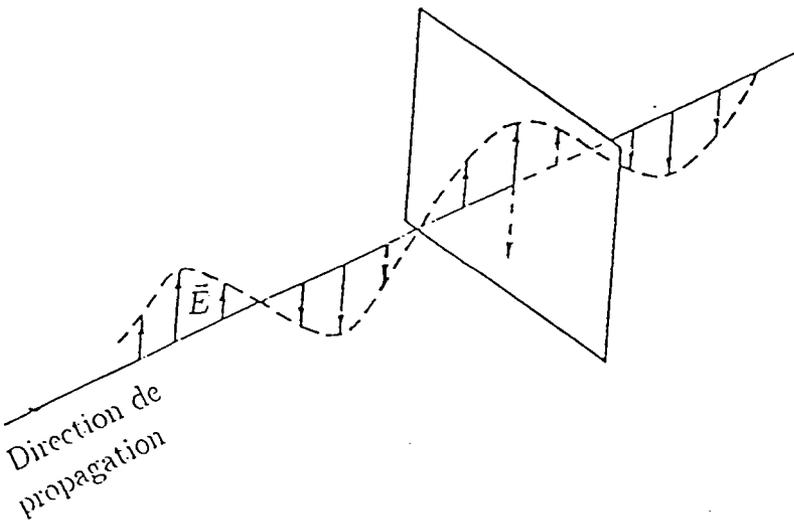


Figure 1.2. Polarisation linéaire (Jasik)

Quand le vecteur \vec{E} ne varie plus dans un plan fixe, mais alterne entre le plan vertical et le plan horizontal, deux cas se présentent :

- L'amplitude du champ électrique reste constante.

Dans ce cas, la polarisation est circulaire (Fig.1.3). On la qualifie de :

- circulaire positive, ou en sens direct, ou encore dextrogyre quand \vec{E} tourne dans le sens des aiguilles d'une montre.
- circulaire négative, ou lévogyre quand \vec{E} tourne dans le sens trigonométrique.

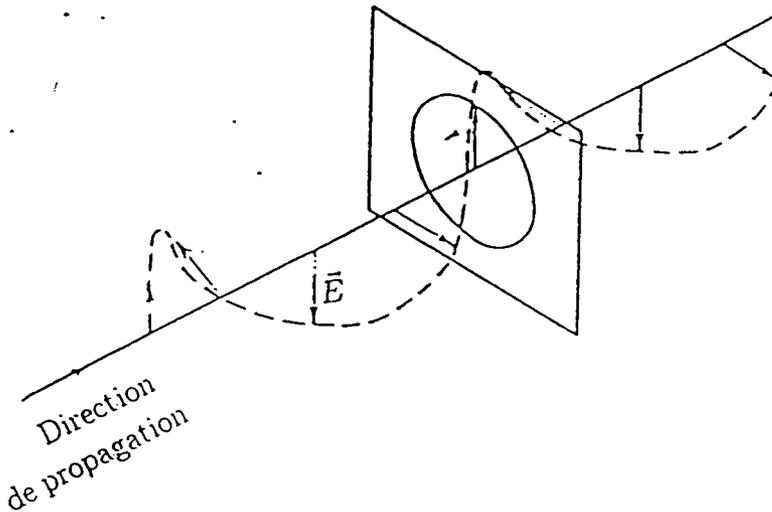


Figure 1.3. Polarisation circulaire (Jasik)

- L'amplitude du champ électrique varie.

La polarisation est alors elliptique.

Modes de propagation

Les dispositions spatiales des champs hyperfréquences au cours de leur propagation sont décrites par trois modes principaux : TEM, TE, TM.

Soit un système d'axes orthogonaux (O, X, Y, Z) avec OZ direction de propagation des ondes. On associe le vecteur unitaire \vec{u}_z à la direction OZ.

- Le mode TEM (transverse électromagnétique) est tel que \vec{E} , \vec{H} et \vec{u}_z sont tous les trois perpendiculaires entre eux. Ce mode est caractérisé par $E_z = 0$ et $H_z = 0$.
- Le mode TE (transverse électrique) ou mode H est caractérisé par $E_z = 0$. Le champ électrique est perpendiculaire à la direction de propagation.
- Le mode TM (transverse magnétique) ou mode E est caractérisé par $H_z = 0$. Le champ magnétique est perpendiculaire à la direction de propagation.
- Le mode hybride est caractérisé par E_z et H_z différents de zéro.

1.2 L'onde et la matière

1.2.1 Matériaux conducteur et diélectrique

Les conducteurs s'opposent aux diélectriques pour ce qui est du comportement électrique. Dans les conducteurs, les charges sont libres de se déplacer à l'intérieur du matériau. Ceci se traduit par la densité de courant $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, déjà rencontrée dans le groupe des équations de Maxwell (1.4)-(1.7). Cette relation linéaire lie le champ électrique \vec{E} à la conductivité électrique σ du milieu liquide ou solide.

Dans les diélectriques, les charges sont liées car elles ne peuvent se déplacer que sur

de petites distances autour de leur position fixe d'équilibre. Un matériau diélectrique idéal ne peut donc être le siège d'un courant électrique de conduction. Toutefois, un diélectrique réel possède une conductivité électrique non nulle et absorbe une partie du rayonnement électromagnétique qu'il reçoit. L'état électrique d'un diélectrique est complètement défini par la permittivité complexe ϵ utilisée dans l'équation (1.2). On

$$a : \epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$$

La permittivité est une fonction de la fréquence.

1.2.2 Molécule polaire

C'est une molécule qui, bien qu'électriquement neutre, possède un moment dipolaire permanent. En effet, ce dernier existe même en l'absence de champ électrique appliqué et doit son existence au fait que les barycentres des charges positives et négatives ne coïncident pas dans l'espace (*Fig.1.4*). Nous noterons ce moment dipolaire \vec{p} défini par :

$$\vec{p} = q \vec{d} \tag{1.19}$$

où

d est distance entre les barycentres des charges positives et négatives.

q est valeur absolue de la charge totale positive ou négative

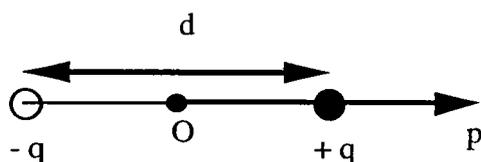


Figure 1.4. Molécule polaire

Un milieu qui possède des molécules dont les moments dipolaires sont non nuls est dit milieu polaire. L'eau, de formule chimique H_2O , est une molécule polaire qui se retrouve dans de nombreux milieux. Sa proportion varie suivant le type de milieu rencontré; les tissus vivants par exemple ont une forte teneur en eau.

1.2.3 Effet d'un rayonnement micro-onde sur un milieu polaire

Le milieu aqueux est un milieu polaire car il est constitué en grande partie de molécules d'eau. Lorsqu'on envoie un rayonnement micro-onde sur un milieu contenant des molécules polaires, les dipôles permanents et induits du milieu tendent de s'aligner suivant la direction du champ électrique. Ils basculent à chaque alternance de la fréquence du champ. Ce mouvement ne se fait pas librement car les dipôles permanents doivent lutter contre les forces de liaisons moléculaires et la viscosité présentes dans le milieu. Ce phénomène s'accompagne de frottements, d'où un dégagement de chaleur observé dans le milieu. Une partie du rayonnement reçu par le matériau est ainsi transformée (ou perdue) en chaleur.

L'absorption de l'énergie électromagnétique par un diélectrique réel contenant des molécules polaires, trouve son explication dans le phénomène décrit précédemment.

1.2.4 Effet de peau

La résistance d'un conducteur de conductivité électrique σ augmente avec la fréquence. Puisque la conductivité ne dépend pas de la fréquence, ce comportement de la résistance provient de la modification de la répartition des filets de courant dans la masse du conducteur. La pénétration exponentielle du courant dans le matériau est modélisée par une équivalence en épaisseur de de peau δ située au voisinage de la surface :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu \sigma}} \quad (1.20)$$

δ mesure la profondeur de pénétration de l'onde dans le matériau.

Si I_o est la valeur du courant à la surface du conducteur, à la distance δ de cette même surface, le courant ne présente plus que l'amplitude $\frac{I_o}{e} = 0.3679I_o$. Plus la fréquence est grande, plus le courant abandonne le centre du conducteur pour se réfugier dans une fine pellicule située à la périphérie du matériau. Ceci explique pourquoi on peut utiliser indifféremment un conducteur cylindrique creux à la place d'un conducteur cylindrique plein pour le passage du courant aux fréquences élevées.

2

Les antennes

2.1 Rappels

2.1.1 Définition

Une antenne est un dispositif qui fonctionne pour un signal donné, soit en émission, soit en réception. En réception l'antenne capte les ondes électromagnétiques qu'elle transforme ensuite en énergie électrique sous la forme d'un courant induit. En émission, l'antenne parcourue par un fort courant rayonne autour d'elle de l'énergie sous forme d'ondes électromagnétiques.

2.1.2 Théorème de réciprocité

Considérons deux antennes A_1 et A_2 en regard l'une de l'autre. Soit la f.e.m e_g appliquée à l'entrée de l'antenne A_1 et induisant le courant i_2 dans l'antenne A_2 . Si la même f.e.m e_g est appliquée à l'entrée de l'antenne A_2 alors elle va induire le courant i_1 précédent dans l'antenne A_1 .

f.e.m: force électromotrice

Ce théorème entraîne les deux conséquences suivantes :

- identité des diagrammes de rayonnement pour une antenne utilisée en réception ou en émission
- identité des impédances pour une antenne utilisée en réception ou en émission

2.1.3 Influence d'un plan conducteur

Soit une antenne A_1 située au-dessus d'un plan conducteur supposé infini et A_2 , image virtuelle de A_1 , située sous ce plan conducteur (*Fig.2.1*).

En un point M très éloigné de l'antenne A_1 , le champ électromagnétique observé est égal à celui qui serait produit par l'ensemble $\{ A_1, A_2 \}$.

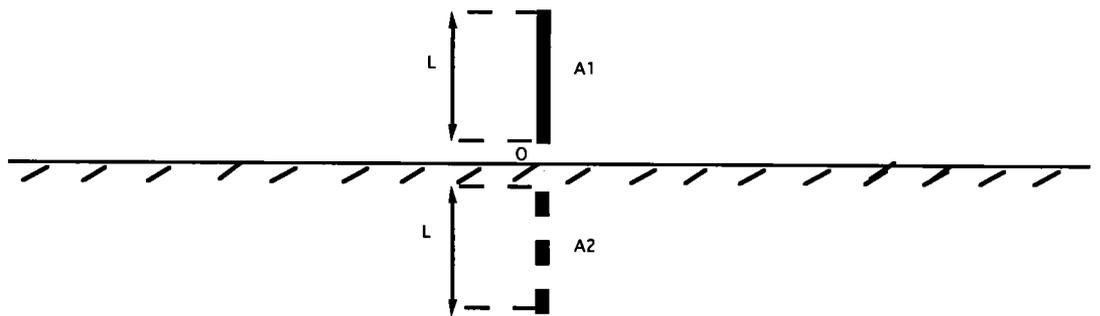


Figure 2.1. Influence d'un plan conducteur

Ainsi, le champ électromagnétique d'une antenne de longueur L située au-dessus d'un plan conducteur supposé infini est identique à celui d'une antenne de longueur $2L$, isolée dans l'espace.

2.2 Paramètres caractéristiques

De nombreux paramètres permettent de caractériser une antenne. Aussi ne mentionnons nous que quelques uns, en particulier ceux qui ont guidé la conception des antennes étudiées :

- Impédance d'une antenne
- Champ électromagnétique rayonné, notamment le champ électrique, qui sera ultérieurement exposé en détail. La connaissance de ce dernier fournit le diagramme de rayonnement de l'antenne
- Directivité, rendement, gain

Toutes les antennes obéissent aux lois générales de la propagation des ondes électromagnétiques. Néanmoins, les spécificités des milieux dans lesquels les antennes sont plongées, leurs applications et la distance d'observation des phénomènes qu'elles engendrent, imposent des approches différentes dans l'examen de leurs paramètres caractéristiques.

2.2.1 Impédance d' une antenne

Son expression générale est celle d'un nombre complexe Z_a :

$$Z_a = R_a + jX_a \quad (2.1)$$

- $R_a = \text{Re}(Z_a)$ est une résistance qui montre que l'antenne est un dispositif consommateur d'énergie.

- $X_a = \text{Im}(Z_a)$ est la réactance de l'impédance Z_a de l'antenne. Cette partie qui ne sert qu'à créer des ondes stationnaires dans la ligne d'alimentation de l'antenne doit être supprimée à la résonance.

La connaissance de cette grandeur est primordiale pour l'utilisation optimale de l'antenne. En effet, elle permet de réaliser l'adaptation d'impédance. Pour une antenne d'émission, l'adaptation se traduit par l'égalité entre l'impédance de la ligne d'alimentation et celle de l'antenne à leur point de jonction. Ceci produit un transfert maximal d'énergie du générateur vers l'antenne qui, de ce fait, améliore son rendement.

Une antenne résonante présente une impédance purement résistive, soit $Z_a = R_a$. Dans la littérature [5, 6, 7], la longueur L d'une telle antenne est donnée par :

- $L = n \frac{\lambda}{2}$, où n est un entier naturel et λ est la longueur d'onde d'émission.

Quand $L > n \frac{\lambda}{2}$ l'impédance de l'antenne est inductive alors qu'elle est capacitive pour $L < n \frac{\lambda}{2}$. A l'émission, une antenne adaptée a un meilleur rendement quand elle est résonante.

Soit L_{er} la longueur effective de résonance, c'est-à-dire $L_{er} = n \frac{\lambda}{2}$. Si L_{rr} est la longueur qui donne réellement une impédance d'antenne résistive, on a $L_{er} > L_{rr}$.

Le dipôle demi-onde ($L = \frac{\lambda}{2}$) est souvent pris comme référence. Ses caractéristiques sont connues. Son impédance vaut $(73, 2 + i42, 2)\Omega$ au centre, (soit 73, 2 à la résonance), alors qu'elle est infinie aux extrémités. Son gain est de 2,14dB et son diagramme de rayonnement se présente sous la forme d'un huit dans un plan contenant l'antenne.

Résistance de rayonnement

La résistance de rayonnement R_0 représente la résistance réelle qui dissiperait une puissance électrique égale à la puissance électromagnétique rayonnée par l'antenne. Si un conducteur cylindrique parcouru par un courant d'amplitude maximale I_0 rayonne la puissance P_0 , on a : $R_0 = \frac{P_0}{I_0^2}$

2.2.2 Champs rayonnés par une antenne

Zones de rayonnement

Le champ électromagnétique rayonné par une antenne d'émission se décompose en trois types de champ :

- Champ proche réactif
- Champ proche radiatif
- Champ lointain

Soit D la plus grande dimension de l'antenne. Les différentes régions qui entourent l'antenne se répartissent en région de champs proches et région de champs lointains (*Fig.2.2*).

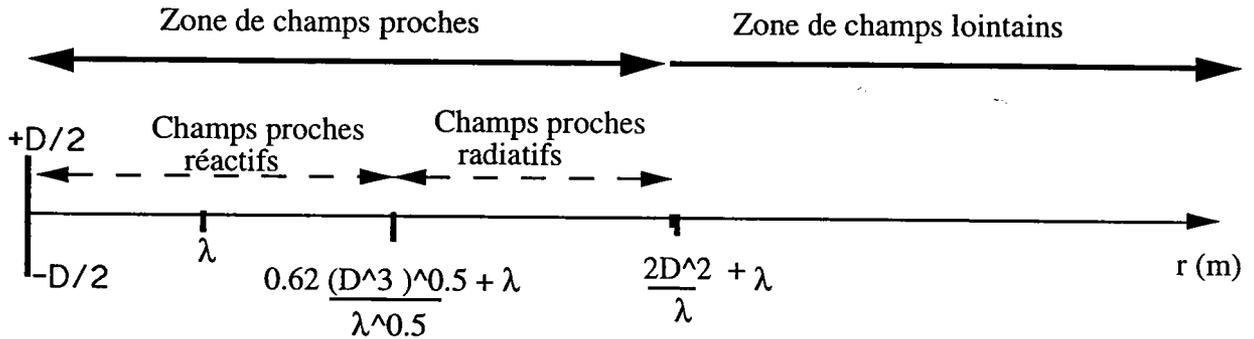


Figure 2.2. Zones de rayonnement

- Région de champs proches

Elle s'étend de la surface de l'élément rayonnant à la limite inférieure de la zone de champs lointains, soit $r < \frac{2D^2}{\lambda} + \lambda$. On divise cette zone en deux sous régions :

- Région de champs proches réactifs ou zone de Rayleigh

Partant de l'antenne, cette région est limitée supérieurement par:

- * λ en pratique
- * $0.62\sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} + \lambda$ en théorie

- Région de champs proches radiatifs ou zone de Fresnel

Elle est limitée en théorie par $r > 0.62\sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} + \lambda$ et $r < \frac{2D^2}{\lambda} + \lambda$.

- Région de champs lointains ou zone de Fraunhofer

Elle s'étend de $\frac{2D^2}{\lambda} + \lambda$ à l'infini. La dépendance radiale des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} s'exprime en $\frac{e^{ikr}}{r}$ avec k le nombre d'onde. L'onde obéit alors

aux conditions d'onde plane et on assimile l'antenne à une source ponctuelle. C'est dans cette région que les ouvrages classiques sur les antennes [5] - [9] donnent la définition de la directivité, du rendement, du gain et du diagramme de rayonnement.

Dans la délimitation des zones on a ajouté λ à chaque limite pour prendre en compte le cas où $D < \lambda$.

2.2.3 Diagramme de rayonnement

Le champ électromagnétique qui se propage dans la zone de champs lointains est parfaitement défini. Les interactions et perturbations présentes dans la zone de champs proches n'existent plus.

Soit un point M repéré par les coordonnées sphériques R, Θ, Φ et une antenne filaire ($\frac{2L}{2a} > 15$) [10] au centre d'un trièdre orthonormé (O, X, Y, Z) (*Fig.2.3*). Le point M est éloigné de l'antenne filaire de longueur $2L$ et de diamètre $2a$ ($L \gg a$) s'il vérifie $OM \gg 2L$ et $OM \gg \lambda$, où λ est la longueur d'onde de l'onde dans le milieu ambiant.

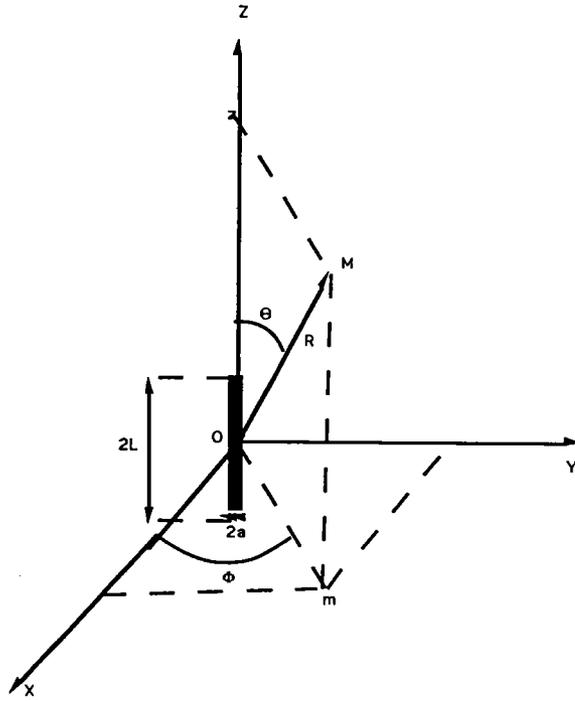


Figure 2.3. Antenne filaire au centre d'un trièdre orthonormé

Une antenne d'émission réelle rayonne autour d'elle de l'énergie de façon non isotrope. En effet, pour ce type d'antenne, il existe une direction privilégiée où la quantité d'énergie rayonnée est maximale. Le diagramme de rayonnement nous permet de visualiser cette émission préférentielle d'énergie autour de l'antenne. Par la suite, on peut modifier cette distribution d'énergie en jouant, entre autre, sur la constitution de l'antenne.

Soit $P(\Theta, \Phi)$ la puissance rayonnée par l'antenne dans la direction (Θ, Φ) par unité d'angle solide.

Soit $P_{max} = P(\Theta_0, \Phi_0)$ la puissance maximale par unité d'angle solide délivrée par l'antenne dans la direction privilégiée (Θ_0, Φ_0) .

Il existe deux types de diagrammes de rayonnement qui traduisent la même réalité physique. Il s'agit :

- du diagramme de rayonnement en champ
- du diagramme de rayonnement en puissance

Tout diagramme de rayonnement est représenté par une fonction $f(\Theta, \Phi)$ telle que :

- $f(\Theta, \Phi) = \frac{P(\Theta, \Phi)}{P(\Theta_0, \Phi_0)}$ pour le diagramme de rayonnement en puissance.
- $f(\Theta, \Phi) = \frac{E(\Theta, \Phi)}{E(\Theta_0, \Phi_0)}$ pour le diagramme de rayonnement en champ.

La fonction $f(\Theta, \Phi)$ a pour valeur maximale l'unité et est indépendante de la coordonnée R .

Dans le cas d'une antenne filaire, donc à symétrie de révolution cylindrique, le champ électromagnétique ne dépend pas de la coordonnée Φ ; il en est donc de même pour le diagramme de rayonnement. Quelle que soit la géométrie de l'antenne, le diagramme de rayonnement est souvent représenté en utilisant le décibel comme unité, c'est-à-dire $10 \log_{10} f(\Theta, \Phi)$ pour la puissance et $20 \log_{10} f(\Theta, \Phi)$ pour le champ.

2.2.4 Directivité, rendement, gain

Soit $P(\Theta, \Phi)$ la puissance rayonnée par l'antenne réelle dans la direction (Θ, Φ) et soit P_t la puissance totale rayonnée par cette même antenne. On notera P_a la puissance que l'alimentation fournit à l'antenne.

La puissance P_i rayonnée par une antenne isotrope qui rayonne la même puissance totale P_t que l'antenne réelle est telle que $P_i = \frac{P_t}{4\pi}$.

Les ouvrages classiques sur les antennes donnent les définitions suivantes :

- La directivité $D(\Theta, \Phi)$ est définie par :

$$D(\Theta, \Phi) = \frac{P(\Theta, \Phi)}{P_i} \quad (2.2)$$

- Le rendement η donne des indications sur les pertes de puissance entre l'alimentation et l'antenne :

$$\eta = \frac{P_t}{P_a} \quad (2.3)$$

- Le gain $G(\Theta, \Phi)$, étroitement lié à la directivité et au rendement, se traduit par la formule :

$$G(\Theta, \Phi) = D(\Theta, \Phi) \eta = 4\pi \frac{P(\Theta, \Phi)}{P_i} \quad (2.4)$$

Il s'exprime souvent en dB, c'est-à-dire $10 \log_{10} G(\Theta, \Phi)$

Ainsi, en hyperfréquence, gain et directivité ont la même valeur car les pertes de puissance entre alimentation et antenne sont réduites au maximum.

2.3 Description des antennes étudiées

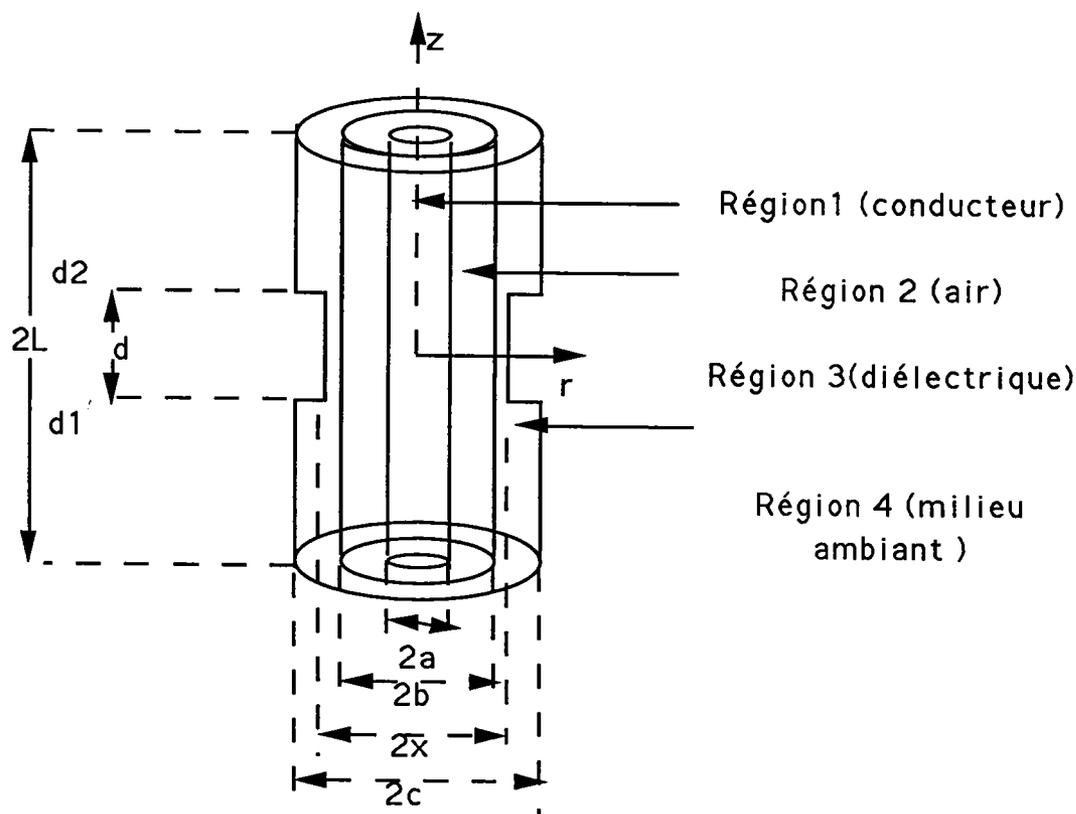


Figure 2.4. Antenne gainée à une gorge

L'antenne est constituée d'un conducteur central (région 1) supposé parfait et de rayon a . Il est entouré d'une gaine isolante composée de deux couches concentriques de diélectriques également supposés parfaits. Le premier diélectrique (région 2) est une couche d'air de rayon b . Cette infime épaisseur d'air entre le conducteur central et le deuxième diélectrique est expérimentalement impossible à éliminer. Elle a pour nombre d'onde $k_2 = \omega(\epsilon_0\mu_0)^{\frac{1}{2}}$. La deuxième couche de diélectrique (région 3) a pour rayon extérieur c et pour nombre d'onde $k_3 = \omega(\epsilon_0\epsilon_{3r}\mu_0)^{\frac{1}{2}}$. Elle contient la

discontinuité sous la forme d'une gorge de rayon intérieur x , de rayon extérieur c et de largeur $d = d_2 - d_1$ (Fig.2.4). Le milieu ambiant supposé infini (région 4) présente une conductivité non nulle σ_4 et le nombre d'onde $k_4 = \omega \left(\mu_0 \left(\epsilon_0 \epsilon_{4r} + i \frac{\sigma_4}{\omega} \right) \right)^{\frac{1}{2}}$, ϵ_{jr} est la permittivité relative du milieu j , avec $j = 2, 3, 4$. La longueur totale de l'antenne est $2L$. Le comportement de l'antenne précédente sera comparé à celui de l'antenne dont la gaine isolante est uniforme (Fig.2.5).

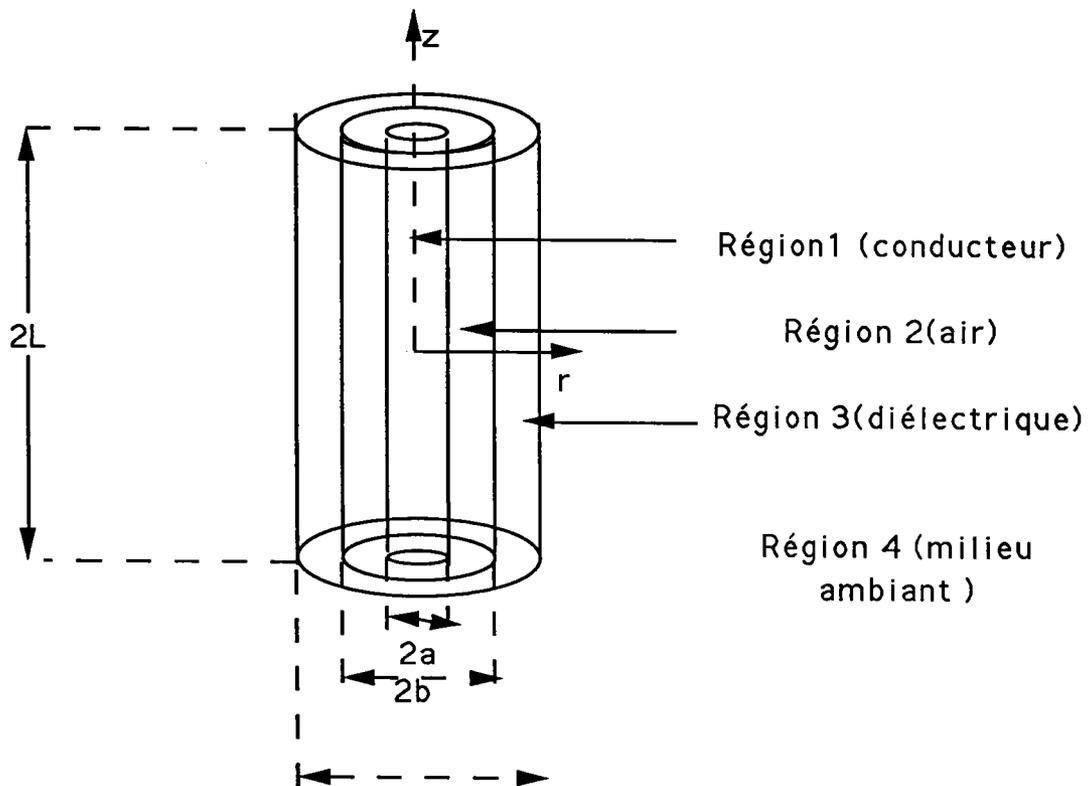


Figure 2.5. Antenne à gaine uniforme

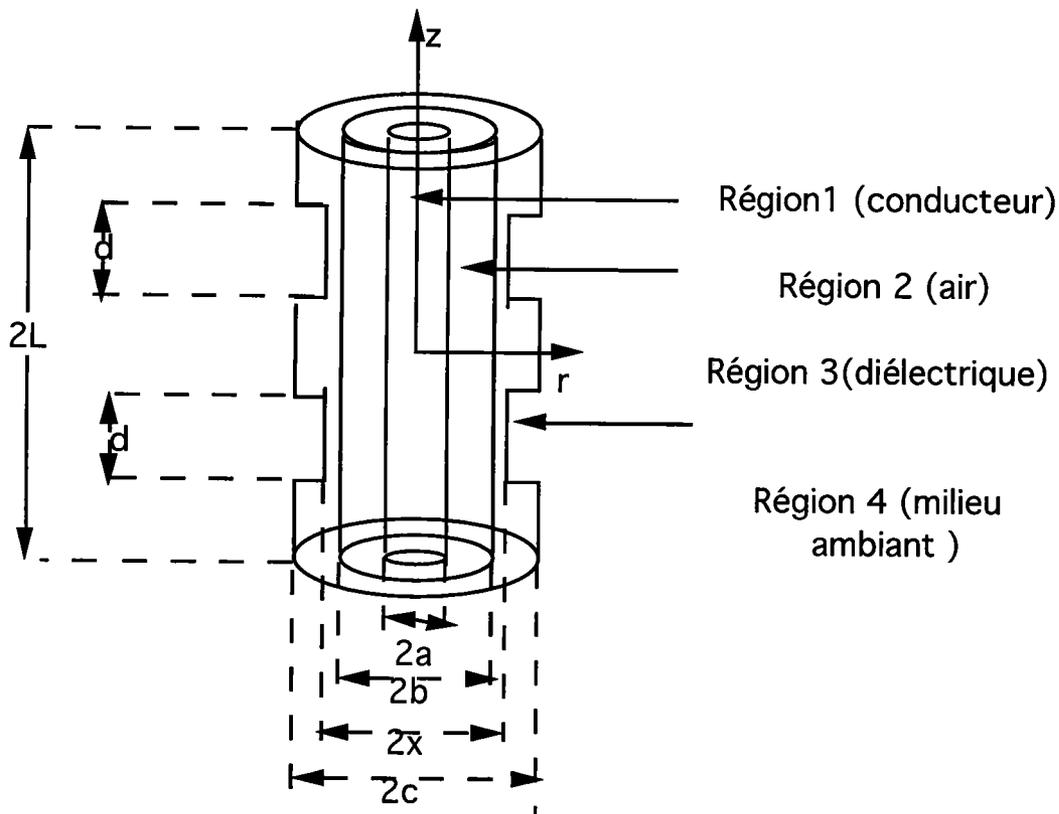


Figure 2.6. Antenne à gainée à deux gorges

L'utilisation d'une gaine isolante (diélectrique) entourant l'antenne est indispensable quand on veut éviter que le courant dans le conducteur central ne soit influencé par l'environnement. En effet, ce courant axial qui parcourt le conducteur central est très sensible aux propriétés électriques du milieu ambiant.

Quand, par exemple, une antenne nue se retrouve dans un milieu conducteur, il y a une décroissance du courant axial. Une fraction de ce courant s'échappe dans le milieu ambiant sous forme de courant radial. L'utilisation d'une gaine isolante permet entre autre de conserver le courant dans l'antenne.

2.4 Position du problème

Le champ électromagnétique émis par une antenne est connu dès qu'on a l'expression du courant qui la traverse.

On cherche à évaluer le champ électrique proche produit par une antenne dont la gaine isolante contient une gorge. Nous allons étudier l'influence de la gorge dans la gaine isolante sur le champ émis. Pour cette étude nous allons appliquer à l'antenne la théorie des lignes de transmissions par deux approches différentes du problème.

2.4.1 Equation du courant

Sans tenir compte de la variation sinusoïdale des phénomènes, l'équation de propagation (1.11) s'écrit :

$$\Delta \vec{E} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \text{grad} \frac{\rho}{\epsilon} + \mu \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (2.5)$$

Dans le conducteur central de conductivité σ infinie et où $\rho = 0$, $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} I(z) + \omega^2 \left(\mu_0 \left(\epsilon_0 \epsilon_r + i \frac{\sigma}{\omega} \right) \right) I(z) = 0 \quad (2.6)$$

D'où l'équation du courant dans le conducteur central :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_L^2 \right) I(z) = 0 \quad (2.7)$$

où

k_L est le nombre d'onde du courant dans l'antenne. Il est fonction des paramètres

géométriques de l'antenne, de la gaine qui entoure le conducteur central et du milieu ambiant. Sa détermination nous donne l'expression du courant dans l'antenne

2.5 Première approche

La théorie générale de recherche de l'onde principale développée par Stratton [4] est appliquée au cas de la ligne coaxiale. Elle est constituée de deux cylindres conducteurs concentriques, d'épaisseur finie chacun, et séparés par un isolant. Cette ligne dans laquelle seul le mode dominant TEM (mode principal) se propage n'impose pas de limitation de fréquence de propagation dans l'isolant qui sépare les conducteurs.

La ligne ci-dessus décrite prend une forme généralisée avec un conducteur intérieur de rayon fini et un conducteur extérieur de rayon infini extérieur, quand l'épaisseur de peau devient très petite devant l'épaisseur du conducteur extérieur de la ligne classique dont les conducteurs ont des dimensions transverses finies. Nous nous plaçons dans ce cas qui concerne les fréquences supérieures à 10^5 Hz. La description de la ligne généralisée est à rapprocher de celle de l'antenne composée d'un conducteur central protégé par une gaine isolante, le tout est plongé dans un milieu dissipatif infini qui joue le rôle du conducteur extérieur infini de la ligne généralisée. On suppose imparfait le conducteur extérieur.

L'antenne est en grande partie étudiée comme la ligne coaxiale généralisée précédente. Si I , courant total dans le conducteur central supposé parfait, a une amplitude I_0 , alors

ce dernier s'écrit sous la forme d'onde progressive [4] :

$$I(z) = I_0 e^{i(k_L z - \omega t)} \quad (2.8)$$

k_L est la constante de propagation ou nombre d'onde du courant dans l'antenne, il est différent de celui du milieu ambiant.

Nous conserverons les constantes et les expressions du champ électromagnétique, similaires à celles obtenues pour l'antenne protégée par la gaine uniforme. Pour évaluer k_L on tiendra compte de la présence de la gorge dans la gaine isolante [11], [12], ceci va influencer la valeur du champ émis.

D'après la théorie de la ligne de transmission, l'admittance Y et l'impédance caractéristique Z_c s'écrivent respectivement :

$$Y = -i \frac{k_L}{Z_c} = \frac{|I_0|}{V} \quad (2.9)$$

et

$$Z_c = \frac{\omega \mu_0 k_L}{2\pi k_{2e}^2} \text{Log}\left(\frac{c}{a}\right) \quad (2.10)$$

k_{2e} est le nombre d'onde équivalent à celui des deux diélectriques 2 (air) et 3 (gaine isolante); et V est la tension entre les conducteurs, on prendra $V = 1 \text{ Volt}$.

2.5.1 Expression des champs émis

Le champ électromagnétique dans les différentes régions de l'antenne parcourue par le courant $I(z) = I_0 e^{i(k_L z - \omega t)}$ se met sous la forme [4] :

- Région 1

$$H_{\theta 1} = -i \frac{k_1^2 I(z)}{2\Pi a \omega \mu_0 \sigma_1} \frac{J_1(K_1 r)}{J_1(K_1 a)} \quad (2.11)$$

$$E_{z1} = \frac{I(z)}{2\Pi a} \frac{J_0(K_1 r)}{J_1(K_1 a)} \quad (2.12)$$

$$E_{r1} = \frac{I(z)}{2\Pi a} \frac{J_1(K_1 r)}{J_1(K_1 a)} \quad (2.13)$$

- Région 2

$$H_{\theta 2} = -i \frac{k_2^2}{\omega \mu_0 K_2} [A J_1(K_2 r) + B N_1(K_2 r)] e^{i(k_L z - \omega t)} \quad (2.14)$$

$$E_{z2} = [A J_0(K_2 r) + B N_0(K_2 r)] e^{i(k_L z - \omega t)} \quad (2.15)$$

$$E_{r2} = -i \frac{k_L}{K_2} [A J_1(K_2 r) + B N_1(K_2 r)] e^{i(k_L z - \omega t)} \quad (2.16)$$

- Région 3

$$H_{\theta 3} = -i \frac{k_3^2}{\omega \mu_0 K_3} [D J_1(K_3 r) + F N_1(K_3 r)] e^{i(k_L z - \omega t)} \quad (2.17)$$

$$E_{z3} = [D J_0(K_3 r) + F N_0(K_3 r)] e^{i(k_L z - \omega t)} \quad (2.18)$$

$$E_{r3} = -i \frac{k_L}{K_3} [D J_1(K_3 r) + F N_1(K_3 r)] e^{i(k_L z - \omega t)} \quad (2.19)$$

- Région 4

$$H_{\theta 4} = -i \frac{k_4^2}{\omega \mu_0 K_4} G H_1^1(K_4 r) e^{i(k_L z - \omega t)} \quad (2.20)$$

$$E_{z4} = G H_0^1(K_4 r) e^{i(k_L z - \omega t)} \quad (2.21)$$

$$E_{r4} = -i \frac{k_L}{K_{4r}} G H_1^1(K_4 r) e^{i(k_L z - \omega t)} \quad (2.22)$$

J_0, J_1, N_0, N_1 sont les fonctions de Bessel de première et seconde espèce alors que H_0^1 et H_1^1 sont les fonctions de Hankel ou fonctions de Bessel de troisième espèce.

$$K_j^2 = k_j^2 - k_L^2, \quad k_j \text{ est le nombre d'onde du milieu } j.$$

Les équations du champ présentent deux ensembles d'inconnues : les coefficients A, \dots, G et le nombre d'onde k_L . Les coefficients sont déterminés par application des conditions aux limites sur les composantes du champ, en négligeant la présence de la gorge (Appendice A).

2.5.2 Approximations

Le champ magnétique dans les diélectriques peut s'exprimer par le théorème d'ampère, il est donc proportionnel à l'inverse du rayon du conducteur intérieur. Avec les expressions précédentes des champs, ceci correspond à K_2 et K_3 très petits (ou bien K_{2e}^2 très petit, avec $K_{2e}^2 = k_{2e}^2 - k_L^2$, si les milieux 2 et 3 sont remplacés par un diélectrique unique de nombre d'onde k_{2e}^2).

On peut alors utiliser les approximations suivantes qui seront vérifiées ultérieurement :

$K_j r \ll 1$ pour $r=a,b,c$ et $j=2,3$, les fonctions de Bessel pour les petits arguments donnent :

$$J_0(K_j r) \approx 1 \quad (2.23)$$

$$J_1(K_j r) \approx \frac{K_j r}{2} \approx 0 \quad (2.24)$$

$$N_0(K_j r) \approx -\frac{2}{\pi} \text{Log} \frac{2}{\gamma K_j r} \quad (2.25)$$

$$N_1(K_j r) \approx -\frac{2}{\pi} \frac{1}{K_j r} \quad (2.26)$$

$\gamma = 1,78107$ est la constante d'Euler

On a supposé que le conducteur intérieur est parfait, c'est-à-dire de conductivité σ_1 infinie. Ceci entraîne $k_1 \approx \beta_1 + i\alpha_1$ avec $\beta_1 \approx \alpha_1$:

$$k_1 \approx K_1 \longrightarrow \infty \quad \text{et} \quad K_1 a \gg 1 \quad (2.27)$$

Ainsi

$$\frac{J_1(K_1 a)}{J_0(K_1 a)} \longrightarrow i \text{ quand } \alpha_1 \longrightarrow \infty \quad (2.28)$$

Pour un milieu extérieur suffisamment conducteur vérifiant $\frac{\sigma_4}{\omega \epsilon_4} > 1$, on a :

$$K_4 \approx k_4 \quad (2.29)$$

2.5.3 Calcul du nombre d'onde k_L du courant-Hypothèse simplificatrice

Puissance complexe radiale et nombre d'onde

L'extension de la notion d'impédance au champ électromagnétique a permis de définir des impédances longitudinale Z_z et radiale Z_r , associées au champ. Initialement définie et utilisée en électronique pour lier la tension et le courant, cette notion ensuite s'est étendue au champ électromagnétique car selon Stratton : " il existe un lien étroit

entre le flux d'énergie et l'impédance offerte par un milieu donné à une onde de type donné". L'impédance radiale lie les composantes tangentielles du champ par le rapport :

$$Z_r = -\frac{E_z}{H_\theta} \quad (2.30)$$

Cette extension de la notion d'impédance permet de traduire la continuité des composantes tangentielles du champ par l'égalité des impédances radiales [4].

Quand on étudie la propagation des ondes sur les structures corruguées, on est en présence d'ondes de type différent qui se propagent dans des milieux contigus différents : une onde de surface dans l'air et une onde TEM dans les gorges [2]. On suppose que les ondes se propagent sous le mode supposé dominant dans chaque milieu. Les équations relatives aux champs dans chaque milieu différent mais contiennent la même constante de propagation qui dépend de la géométrie. Pour déterminer cette constante de propagation, Lucke, cité par Elliot [2, 13] a introduit une nouvelle approche, reprise par Elliot. Cette méthode consiste à écrire l'égalité des expressions du champ à la surface de séparation des milieux, sous la forme de la continuité des puissances complexes radiales associées aux champs électromagnétiques.

La puissance complexe dont il est question ici n'est pas le flux du vecteur de Poynting mais celui de la composante radiale de ce vecteur. La puissance ainsi obtenue est fonction des champs tangentiels qui interviennent dans la définition de l'impédance radiale Z_r donnée ci-dessus. Dans ces conditions il me paraît judicieux de parler de puissance complexe radiale

Bien que nous ne soyons pas dans une structure corruguée avec onde de surface, nous avons appliqué l'égalité de la puissance complexe radiale, comme Elliot, pour calculer le nombre d'onde du courant ou constante de propagation moyennant certaines considérations

Autres considérations

Pour adapter la méthode précédente à notre cas nous avons supposé que :

- Les ondes se propagent dans des milieux différents contigus avec la même constante de propagation
- Les équations du champ dans le milieu 3 sont celles du cas de la gaine uniforme
- Les équations du champ dans la gorge ont la même expression que dans le milieu ambiant, ceci revient à ignorer la hauteur de la gorge (hypothèse simplificatrice)

Ceci nous conduit à l'application de l'égalité de la puissance complexe radiale, entre les différentes régions en regard, sous la forme :

- Entre les régions 1 et 2 : Le champ tangentiel électrique est nul sur le conducteur ($r = a$). L'égalité du flux se réduit à :

$$A = -B N_0(K_2 a) \quad (2.31)$$

- Entre les régions 2 et 3 :

$$\int_0^{2\pi} \int_{z=0}^{2L} c S_{2r}(c, z, t) d\theta dz = \int_0^{2\pi} \int_{z=0}^{2L} c S_{3r}(c, z, t) d\theta dz +$$

$$\int_0^{2\pi} \int_{z=d_1}^{d_2} c S_{gr}(c, z, t) d\theta dz \quad (2.32)$$

Soit :

$$-\frac{2k_2^2}{\Pi K_2^2} BB^* \text{Log}\left(\frac{a}{b}\right) = \frac{k_3^2}{K_3^{2*}} [DF^* + FF^* N_0(K_3 b)] \quad (2.33)$$

- Entre les régions 3 et 4. Suite à l'hypothèse selon laquelle le milieu ambiant commence dans la gorge pour ensuite s'étendre à l'infini,

l'application de l'égalité de la puissance complexe radiale entre les deux milieux, se fait sur un contour qui englobe la gorge et annule la contribution au flux, des parties transversales de la gorge.

– Cas à une gorge de largeur d on obtient :

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \int_{z=0}^{d_1} c S_{3r}(r=c) d\theta dz + \int_0^{2\pi} \int_{z=d_1}^{d_2} x S_{3r}(r=x) d\theta dz &= - \int_0^{2\pi} \int_{z=d_2}^{2L} c S_{3r}(r=c) d\theta dz + \\ & \int_0^{2\pi} \int_{z=0}^{d_1} c S_{4r}(r=c) d\theta dz + \\ & \int_0^{2\pi} \int_{z=d_2}^{2L} c S_{4r}(r=c) d\theta dz + \\ & \int_0^{2\pi} \int_{z=d_1}^{d_2} x S_{4r}(r=x) d\theta dz \end{aligned} \quad (2.34)$$

D'ou :

$$c(2L-d)S_{3r}(r=c) + dx S_{3r}(r=x) = c(2L-d)S_{4r}(r=c) + dx S_{4r}(r=x) \quad (2.35)$$

L'introduction des deux équations relatives à l'égalité des puissances complexes radiales entre les régions précédentes et les résultats de l'Appendice B conduisent à :

$$\begin{aligned} \frac{\Pi k_3^2}{(\Pi)^2 K_3^2} \left[\frac{k_2^2 K_2^{2*}}{2k_3^2 K_3^{2*}} L B B^* \text{Log}\left(\frac{a}{b}\right) \right] = & -\frac{\Pi k_3^2}{(\Pi)^2 K_3^2} \left[F F^* (2L \text{Log}\left(\frac{b}{c}\right) + d \text{Log}\left(\frac{c}{x}\right)) \right] + \\ & k_4^* G G^* \left[c(2L-d) H_0^1(K_4 c) H_1^1(K_4 c) + \right. \\ & \left. dx H_0^1(K_4 x) H_1^1(K_4 x) \right] \end{aligned} \quad (2.36)$$

D'où l'on tire l'expression du nombre d'onde k_{L1} pour une gaine contenant une gorge, soit :

$$k_{L1} = k_{2e1} \left[1 - \frac{1}{k_4 c^2} \frac{R}{\left[d \text{Log}\left(\frac{c}{x}\right) + 2L \text{Log}\left(\frac{a}{c}\right) \right]} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.37)$$

avec :

$$k_{2e1} = k_2 \left[\frac{2L \text{Log}\left(\frac{a}{c}\right) + d \text{Log}\left(\frac{c}{x}\right)}{2L \text{Log}\left(\frac{a}{b}\right) + \left(\frac{k_2}{k_3}\right)^2 \left[d \text{Log}\left(\frac{c}{x}\right) + 2L \text{Log}\left(\frac{a}{c}\right) \right]} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.38)$$

et

$$R = c(2L-d) \frac{H_0^1(K_4 c)}{H_1^1(K_4 c)} + dx \frac{H_0^1(K_4 x) H_1^{1*}(K_4 x)}{H_1^1(K_4 c) H_1^{1*}(K_4 c)} \quad (2.39)$$

– Cas à deux gorges de largeur d dans la gaine isolante

La continuité de la puissance complexe radiale s'exprime sous la forme :

$$2c(L-d)S_{3r}(r=c) + 2dx S_{3r}(r=x) = 2c(L-d)S_{4r}(r=c) + 2dx S_{4r}(r=x) \quad (2.40)$$

Comme pour une gorge, l'appendice B et l'égalité des puissances complexes radiales entre les milieux précédents conduisent à :

$$-\frac{4k_2^2}{(\Pi)K_2^2} (2L) BB^*, \text{Log}\left(\frac{a}{b}\right) = -\frac{4k_3^2}{(\Pi)K_3^2} FF^* \left[2d \text{Log}\left(\frac{x}{b}\right) + 2(L-d) \text{Log}\left(\frac{c}{b}\right) \right] - i k_4^* \Pi GG^* \left[2c(L-d)H_0^1(K_4c) + 2dx H_0^1(K_4x) H_1^{1*}(K_4x) \right] \quad (2.41)$$

En tenant compte de l'appendice A, l'équation précédente fournit le nombre d'onde k du courant pour une gaine isolante contenant deux gorges, soit :

$$k_{L2} = k_{2e2} \left[1 - \frac{1}{k_4 c^2} \frac{R}{\left[d \text{Log}\left(\frac{a}{x}\right) + (L-d) \text{Log}\left(\frac{a}{c}\right) \right]} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.42)$$

$$k_{2e2} = k_2 \left[\frac{(L-d) \text{Log}\left(\frac{a}{c}\right) + d \text{Log}\left(\frac{a}{x}\right)}{L \text{Log}\left(\frac{a}{b}\right) + \left(\frac{k_2}{k_3}\right)^2 \left[d \text{Log}\left(\frac{b}{x}\right) + (L-d) \text{Log}\left(\frac{b}{c}\right) \right]} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.43)$$

– Cas de la gaine isolante uniforme

On fait $d = L$ ou $d = 0$ et $x = c$ dans les expressions de k_{L1} et k_{L2} pour obtenir le nombre d'onde k_{L0} du courant pour une antenne filaire protégée par deux diélectriques (air et une gaine isolante).

$$k_{L0} = k_{2e0} \left[1 - \frac{1}{k_4 c \text{Log}\left(\frac{a}{c}\right)} \frac{H_0^1(K_4 c)}{H_1^1(K_4 c)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.44)$$

$$k_{2e0} = k_2 \left[\frac{\text{Log}\left(\frac{a}{c}\right)}{\text{Log}\left(\frac{a}{b}\right) + \left(\frac{k_2}{k_3}\right)^2 \text{Log}\left(\frac{b}{c}\right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.45)$$

On peut maintenant connaître les valeurs du champ dans le milieu ambiant.

2.6 Deuxième approche

2.6.1 Antenne en milieu dissipatif

Le milieu ambiant est constitué d'une solution dissipative telle que :

$$|k_4|^2 \gg |k_2|^2 \quad |k_4|^2 \gg |k_3|^2 \quad (2.46)$$

Ainsi, selon la théorie développée par King [3], l'antenne se comporte comme une ligne de transmission généralisée qui réalise un important transfert de puissance vers le milieu extérieur. La similitude entre les formules des équations de l'antenne de type dipôle et celles de la ligne de transmission a souvent été remarquée mais ce n'est que récemment que Harrison [41] en a donné une démonstration théorique à partir du potentiel vecteur.

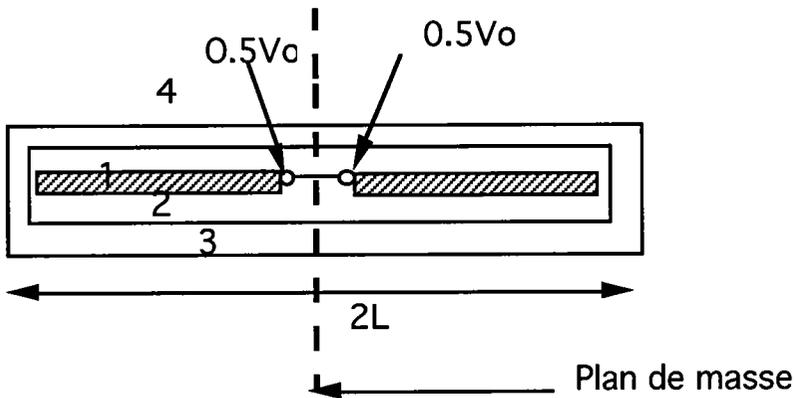


Figure 2.7. Ligne de transmission coaxiale généralisée

(1) : conducteur parfait

(2) : air

(3) : gaine isolante

(4) : solution dissipative (eau salée)

V_0^e : force électromotrice du générateur

Supposons que les conditions d'obtention du mode TEM dans la ligne de transmission sont satisfaites. Ces conditions qui empêchent la propagation des autres modes d'ordres supérieurs exigent que les sections transversales du conducteur central et des diélectriques soient faibles :

$$|k_2 a| < |k_2 b| \ll 1, \quad |k_3 b| < |k_3 c| \ll 1 \quad (2.47)$$

avec $L \gg c > b \gg a$. Cependant, les conditions moins restrictives suivantes sont le plus souvent utilisées [15],[16], semble-t-il, pour des raisons de facilité de calcul :

$$(k_2 b)^2 \ll 1 \quad (k_3 c)^2 \ll 1 \quad (2.48)$$

Quand les conditions précédentes sont satisfaites, l'hypothèse d'un courant sous la forme d'onde stationnaire ci-dessous dans le conducteur central est communément admise pour les calculs d'impédance relatifs aux antennes [3], [15]:

$$I(z) = I_0 \sin k_L (L - |z|) = \frac{I(0) \sin k_L (L - |z|)}{\sin L k_L} \quad (2.49)$$

avec

$$|I(0)| = Y_0 V_0^e \quad (2.50)$$

On prendra pour tension d'alimentation $V_0^e = 1 \text{ Volt}$ [23, 16].

La modélisation de l'admittance et du nombre d'onde de l'antenne par ceux de la ligne de transmission est correct. En effet, les deux conducteurs sont alors séparés par un diélectrique dont on peut calculer, comme pour les lignes, les pertes linéiques. Pour les grandeurs ci-dessus citées (admittance et nombre d'onde), on peut fractionner la ligne en petites cellules. Les définitions de l'admittance d'entrée Y_0 et de l'impédance caractéristique Z_c sont empruntées à la théorie de la ligne de transmission. Soit :

$$Y_0 = -i \frac{\tan L k_L}{2Z_c} \quad (2.51)$$

et d'après [15], [16], l'impédance caractéristique devient :

et d'après [15], [16], l'impédance caractéristique devient :

$$Z_c = \frac{\omega\mu_0 k_L}{2\pi k_2^2} \left[\text{Log} \left(\frac{b}{a} \right) + \left(\frac{k_2}{k_3} \right)^2 \text{Log} \left(\frac{c}{b} \right) + \left(\frac{k_2}{k_4} \right)^2 \frac{H_0^1(k_4 c)}{k_4 c H_1^1(k_4 c)} \right] \quad (2.52)$$

H_0^1 et H_1^1 sont les fonctions de Bessel de 3^{ème} espèce ou fonctions de Hankel.

2.7 Antenne dans l'air

Négligeant l'atténuation due au rayonnement, on suppose que le conducteur central, dont le diamètre est beaucoup plus faible que sa longueur, est parcouru par le courant de forme sinusoïdale suivante [9] :

$$I(z) = I_o \sin k_L (L - |z|) \quad (2.53)$$

Dans un conducteur nu, on considère que les nombres d'onde du conducteur et de l'air sont sensiblement égaux [9] A cause de la présence de la gaine isolante, le nombre d'onde k_L du courant n'est plus égal à celui de l'air, il doit maintenant tenir compte du nouvel environnement.

Soit P_O la puissance électrique qui alimente l'antenne en son centre. Pour une antenne de résistance de rayonnement R_O , le courant I_o à la base de l'antenne est définit par :

$$I_o = \sqrt{\frac{P_O}{R_O}} \quad (2.54)$$

2.8 Expressions des champs émis

2.8.1 Equations générales

Les coordonnées cylindriques r, θ, z sont adaptées à la géométrie de l'antenne. Le champ électromagnétique satisfait les équations de propagation homogènes (1.12) et (1.13). Ainsi, la composante rectangulaire H_θ vérifie l'équation d'onde scalaire $\Delta H_\theta + k_j^2 H_\theta = 0$ dont les solutions élémentaires sont de la forme :

$$H_\theta(r, z) = H(r) \sin k_L (L - |z|) \quad (2.55)$$

L'équation d'onde scalaire devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r \frac{\partial H_\theta}{\partial r})}{\partial r} + (K_j^2) H_\theta = 0 \quad j=2, 3, 4 \quad (2.56)$$

avec $K_j^2 = k_j^2 - k_L^2$, k_j est le nombre d'onde du milieu j .

La solution de cette équation différentielle de type Bessel est une combinaison de fonctions de Bessel. Les autres composantes du champ s'obtiennent par application de l'équation de Maxwell-Faraday (1.4) à la solution de l'équation précédente.

Dans chaque région entourant le conducteur central on a donc :

- Région 2 (air)

$$H_{\theta 2} = \frac{K_2}{i\mu\omega} [A_2 J_1(K_2 r) + B_2 N_1(K_2 r)] \sin k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.57)$$

$$E_{r2} = \frac{k_L}{K_2} [A_2 J_1(K_2 r) + B_2 N_1(K_2 r)] \cos k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.58)$$

$$E_{z2} = [A_2 J_0(K_2 r) + B_2 N_0(K_2 r)] \sin k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.59)$$

- Région 3 (diélectrique)

$$H_{\theta3} = \frac{K_3}{i\mu\omega} [A_3 J_1(K_3 r) + B_3 N_1(K_3 r)] \sin k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.60)$$

$$E_{r3} = \frac{k_L}{K_3} [A_3 J_1(K_3 r) + B_3 N_1(K_3 r)] \cos k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.61)$$

$$E_{z3} = [A_3 J_0(K_3 r) + B_3 N_0(K_3 r)] \sin k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.62)$$

- Région 4 (milieu ambiant)

$$H_{\theta4} = \frac{K_4}{i\mu\omega} A_4 H_1^1(K_4 r) \sin k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.63)$$

$$E_{r4} = \frac{k_L}{K_4} A_4 H_1^1(K_4 r) \cos k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.64)$$

$$E_{z4} = A_4 H_0^1(K_4 r) \sin k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.65)$$

- Région g (La gorge)

$$H_{\theta g} = \frac{K_4}{I\mu\omega} A_g H_1^1(K_4 r) \sin k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.66)$$

$$E_{rg} = \frac{k_L}{K_4} A_g H_1^1(K_4 r) \cos k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.67)$$

$$E_{zg} = A_g H_0^1(K_4 r) \sin k_L (L - |z|) e^{-i\omega t} \quad (2.68)$$

Pour avoir l'expression complète du champ produit par l'antenne, il faut alors déterminer le nombre d'onde k_L du courant et les coefficients A_2, A_3, A_4, A_g, B_2 et B_3 .

Pour la détermination des coefficients ci-dessus cités, on applique les conditions aux limites classiques sur les champs aux différentes interfaces, y compris en $r = x$ (Appendice A).

2.8.2 Approximations

Les conditions d'obtention du mode TEM précédemment posées entraînent :

$$aK_2 < bK_2 < cK_3 \ll 1 \quad (2.69)$$

Ces approximations que nous vérifierons plus tard conduisent, comme dans la première approche, à l'utilisation des fonctions de Bessel avec les petits arguments.

2.8.3 Nombre d'onde k_L du courant-Hypothèse simplificatrice

Puissance complexe radiale et nombre d'onde

Le développement de cette partie est effectué dans la première approche

Autres considérations

Quand on étudie la propagation des ondes sur les structures corruguées, l'analyse du phénomène peut d'abord se limiter à une partie réduite de la structure contenant une seule gorge. L'utilisation de théorème relatif aux structures périodiques permet ensuite d'étendre l'étude à l'ensemble de la structure. Pour le calcul du nombre d'onde, nous adaptons la méthode des structures corruguées à notre cas en considérant notre antenne comme un cas limite où il n'existe qu'une seule gorge dans le diélectrique extérieur. D'autre part nous avons supposé que :

- Les équations du champ dans le milieu 3 sont celles d'un cas de gaine uniforme

- La gorge est une région à part entière dont les équations sont différentes de celles du milieu ambiant. Ceci revient à établir une limite entre la gorge et le milieu ambiant.
- Les ondes se propagent dans des milieux différents contigus avec la même constante de propagation.

Quel que soit le milieu ambiant considéré, air ou solution dissipative, une grande partie de la puissance produite par l'antenne reste concentrée à proximité de la gaine protectrice. En effet :

- Quand l'on a un milieu dissipatif dont le nombre d'onde est supérieur à celui de la gaine isolante, la puissance émise par l'antenne ne pénètre pas en profondeur dans le milieu ambiant, mais se dissipe plutôt à proximité de la gaine isolante qui entoure le conducteur central [3].
- Quand le nombre d'onde du milieu ambiant est inférieur à celui de la gaine isolante (avec les caractéristiques diélectriques de la gaine choisie, ce cas correspond au milieu ambiant composé d'air), l'antenne produit une onde de surface [3]. L'onde de surface présente la particularité de s'atténuer dès qu'elle s'éloigne de la surface qui l'a produite, il en est donc de même pour la puissance électromagnétique qui lui est associée.

D'après ce qui précède, on peut considérer que le maximum de la puissance électromagnétique émise est concentré dans une surface fermée qui englobe la gaine isolante. On peut donc considérer comme moindres les phénomènes qui se passent aux interfaces continues des régions intérieures pour privilégier les phénomènes qui se produisent sur le plan $r = c$.

Ceci revient à appliquer la continuité de la puissance complexe seulement sur le plan $r = c$.

Ceci nous conduit à l'application de l'égalité de la puissance complexe uniquement entre les régions 3 et 4 c'est-à-dire, de part et d'autre de $r = c$.

Dans le cas où la gaine isolante contient une gorge, la continuité de la puissance complexe s'écrit :

$$\int_0^{2\pi} \int_{z=0}^{2L} c S_{4r}(c, z, t) d\theta dz = \int_0^{2\pi} \int_{z=0}^{d1} c S_{3r}(c, z, t) d\theta dz + \int_0^{2\pi} \int_{z=d1}^{d2} c S_{gr}(c, z, t) d\theta dz + \int_0^{2\pi} \int_{z=d2}^{2L} c S_{3r}(c, z, t) d\theta dz \quad (2.70)$$

L'équation en k_L prend la forme :

$$(\Psi_{r4} - \Psi_{r3}) \sin 2(2L)k_L = (\Psi_{r3} - \Psi_{rg}) [\sin 2k_L(2L - d_2) - \sin 2k_L(2L - d_1)] + 2k_L [2L\Psi_{r4} + (d_1 - d_2) \Psi_{rg} - (2L + d_1 - d_2) \Psi_{r3}] \quad (2.71)$$

Ψ_{r3} , Ψ_{r4} et Ψ_{rg} sont définis dans l'appendice B et dépendent des coefficients

2.9 Synthèse des deux approches

Dans les deux approches présentées, on utilise :

- La généralisation de la théorie des lignes de transmission pour étudier le rayonnement de l'antenne. Ceci nous donne en particulier le courant qui parcourt

l'antenne et les expressions des champs émis.

- Une autre méthode qui s'écarte de celle du cas classique de la ligne de transmission où, on fractionne cette dernière en plusieurs cellules élémentaires. Cette méthode due à Elliot [2, 13] repose sur la continuité de la puissance complexe radiale; elle fut initialement utilisée dans le calcul de la constante de propagation des ondes dans les structures corruguées; dans ces structures, des ondes de types différents se propagent dans des milieux contigus également différents et dans chaque milieu on suppose que la propagation se fait suivant le mode dominant. Les expressions des champs relatives à chaque milieu possèdent en commun la même constante de propagation.

L'hypothèse simplificatrice utilisée consiste à adapter à notre cas cette notion de continuité de la puissance complexe radiale. Selon les approches, des simplifications supplémentaires se sont ajoutées, conduisant à des résultats particuliers. Dans les deux approches les expressions des champs utilisées sont similaires au cas de l'antenne protégée par une gaine uniforme. La prise en compte de la présence de la gorge se fait dans l'évaluation du nombre d'onde.

2.9.1 Synthèse de la première approche

Elle est basée sur la théorie de la ligne de transmission généralisée parcourue par une onde progressive de courant. Cette théorie développée par Stratton est applicable aux fréquences supérieures à 10^5 Hz et pour des milieux extérieurs de plus en plus dissipatifs. L'application de la continuité des puissances complexes a été appliquée moyennant les

hypothèses supplémentaires suivantes:

- Le calcul des coefficients intervenant dans les équations du champ se fait comme si la gaine était uniforme;
- La continuité de la puissance complexe est appliquée à l'interface de tous les milieux deux à deux contigus
- L'expression du champ dans la gorge est la même que dans le milieu ambiant. Ainsi, l'interface choisi pour l'application de la continuité de la puissance entre la gaine isolante et le milieu ambiant annule la contribution des parties transversales (côtes $z = d1$ et $z = d2$) de la gorge à cette puissance.

Il en résulte une expression analytique du nombre d'onde. Cette expression prend une forme connue [3] quand on passe au cas de la gaine uniforme.

2.9.2 Synthèse de la deuxième approche

Elle est basée sur la ligne de transmission généralisée parcourue par une onde stationnaire de courant. Cela revient à considérer que l'antenne se comporte comme une ligne bifilaire ouverte; cette hypothèse du courant stationnaire est largement utilisée [3],[16],[9]. Ainsi selon King [3] les conditions de faibles sections transversales du conducteur central et des diélectriques doivent être respectées pour que le mode dominant soit TEM, et ce, pour un milieu ambiant dont le nombre d'onde est supérieur à celui de la gaine isolante.

Pour appliquer la continuité de la puissance complexe nous avons utilisé les considérations suivantes:

- Le calcul des coefficients qui interviennent dans les équations du champ tient compte de la gorge tout en négligeant sa faible largeur.
- L'équation du champ dans la gorge est différente de celle du milieu ambiant. Ceci revient à établir une limite fictive entre la gorge et le milieu ambiant.
- Nous considérons comme secondaires ce qui se passe dans la gaine et privilégions les phénomènes qui existent entre le milieu extérieur et les surfaces extérieures de la dent et de la gaine isolante. Ceci revient à appliquer la continuité de la puissance complexe radiale seulement sur le plan $r = c$.

Le nombre d'onde est solution d'une équation qui demande une résolution numérique.

2.10 Champs lointain et proche

2.10.1 Champ proche

D'après King [3] la région de champs proches est limitée dans le milieu dissipatif à $r > 4c$. Nous adoptons cette limite. Dans l'air, cette région de champs proches est limitée par $r < \left(\lambda + \frac{2D^2}{\lambda}\right)$. Quelle que soit l'approche choisie, on utilisera les expressions E_{Ar} et E_{Az} précédemment définies pour le calcul du champ proche dans le milieu ambiant. Dans cette zone on reste en coordonnées cylindriques car le champ ne dépend pas de la direction; son module s'écrit $E = \left(|E_r|^2 + |E_z|^2\right)^{\frac{1}{2}}$.

2.10.2 Champ lointain rayonné

En zone lointaine ($R \gg L$ $R \gg \lambda$) on se place en coordonnées sphériques (R, Θ, Φ) car l'onde devient plane. On utilise l'expression classique du champ rayonné à grande distance par une antenne filaire. Dans ce cas, le champ est créé par un ensemble de dipôles élémentaires $I(z) dz$, l'un à la suite de l'autre.

Le champ lointain $dE_{R,\Theta}$ créé par un dipôle élémentaire s'écrit :

$$dE(R, \Theta) = \frac{i\omega\mu_0 e^{-ik_4 R}}{4\pi R} \sin \Theta I_0 \sin k_L (L - |z|) e^{ik_4 z \cos \Theta} dR d\Theta \quad (2.72)$$

L'antenne produit le champ total :

$$E(R, \Theta) = \frac{i\omega\mu_0 I(0)}{2\pi k_4} \frac{e^{-ik_4 R}}{R} F(\Theta, k_4 L, Lk_L) \quad (2.73)$$

avec :

$$F(\Theta, k_4 L, Lk_L) = \frac{[\cos(Lk_L \cos \Theta) - \cos Lk_L] \sin \Theta}{\left[\left(\frac{k_L}{k_4}\right) - \left(\frac{k_4}{k_L}\right) \cos^2 \Theta \right] \sin Lk_L} \quad (2.74)$$

3

Résultats

Les mesures réalisées concernent l'impédance et le champ électrique.

3.1 Mesures d'impédance

La mesure de l'impédance de l'antenne se fait avec l'analyseur réseau HP¹ 8753B fonctionnant entre 300KHz et 20GHz. Pour éviter les pertes de puissance entre le générateur et l'antenne, il faut que leurs impédances respectives soient égales.

L'égalité entre l'impédance du générateur (50Ω) et celle de l'antenne, via un câble coaxiale d'impédance caractéristique (50Ω), est mise au point par l'adaptation électronique d'impédance. Elle permet de réaliser un transfert maximal de puissance du générateur vers l'antenne. Cette adaptation s'effectue en deux étapes :

- Etape 1

Les figures 3.1 à 3.4 présentent, sur les abaques de Smith, les mesures d'impédance (Z) d'antennes dans l'air et l'eau caractérisés respectivement par les nombres d'onde $k_2 = 19,2 m^{-1}$ et $k_4 = (206,221 + i117,711) m^{-1}$. Les antennes utilisées sont telles que $a = 1mm$, $b = 1,1mm$, $d = 1cm$, $\epsilon_{3r} = 2,7$. La solution dissipative est constituée d'eau salée de conductivité $\sigma = 4Si/m$ et de permittivité relative $\epsilon_r = 78$.

1. HP = Hewlett Packard

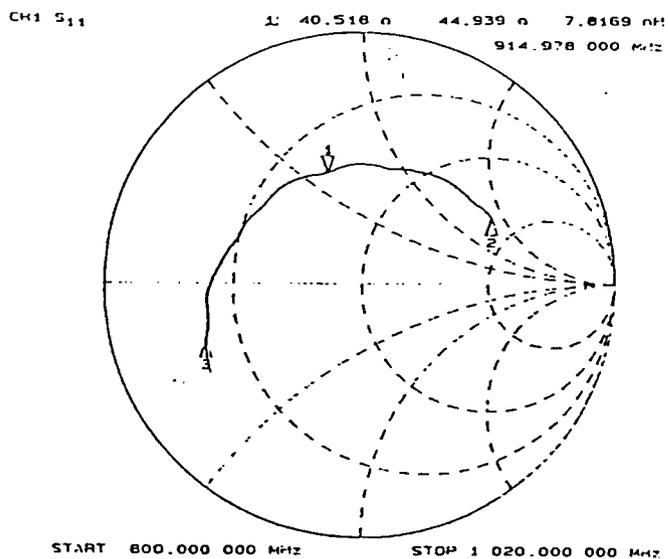


Figure 3.1. Impédance de l'antenne à gorge dans l'air

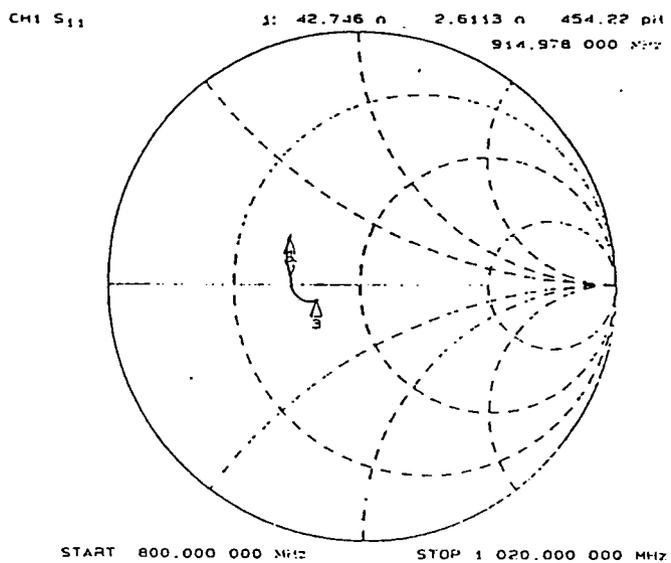


Figure 3.2. Impédance de l'antenne à gorge dans l'eau salée

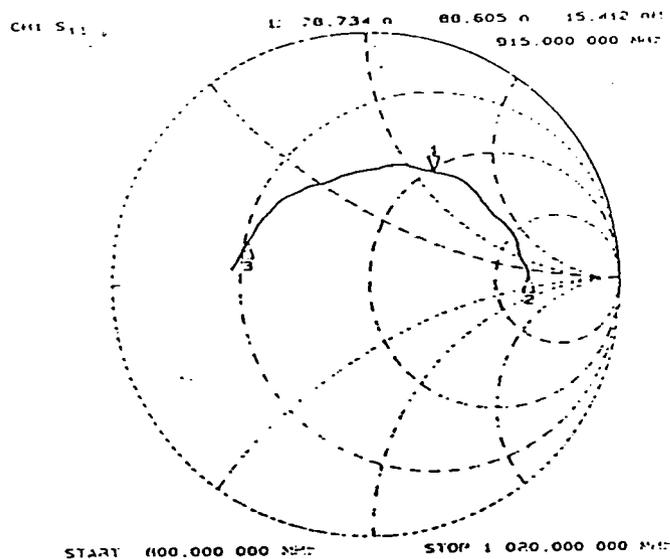


Figure 3.3. Impédance de l'antenne uniforme dans l'air

Le tableau 3.1 récapitule les mesures d'impédance précédentes. Les indices 0 et 1 identifient respectivement les antennes uniforme et à une gorge. Les mesures réalisées dans l'air et l'eau sont respectivement indicées a et e .

La fréquence centrale de l'analyseur réseau est fixée à $f_c = 915\text{MHz}$ avec une marge de 100MHz de part et d'autre de f_c . L'adaptation se fait dans la bande $(815 - 1015)\text{MHz}$. L_p est l'inductance de l'antenne.

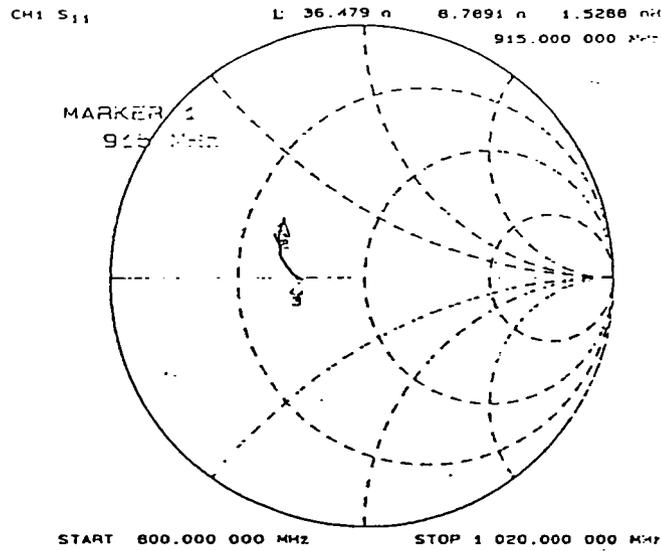


Figure 3.4. Impédance de l'antenne uniforme dans l'eau salée

Type d'antenne	Milieu ambiant	
	Air	Eau salée
Antenne uniforme	$Z_{0a} = (78,734 + i88,60)\Omega$	$Z_{0e} = (36,479 + i8,789)\Omega$
	$L_{p0a} = 15,412 \text{ nH}$	$L_{p0e} = 1,528 \text{ nH}$
Antenne à une gorge	$Z_{1a} = (40,518 + i44,939)\Omega$	$Z_{1e} = (42,74 + i2,61)\Omega$
	$L_{p1a} = 7,8169 \text{ nH}$	$L_{p1e} = 0,454 \text{ nH}$

Tableau 3.1. Impédances d'antenne

- Etape2

L'adaptation peut se faire par ligne quart d'onde, par stub ou par cellule en Π ou en T .

- Adaptation par ligne quart d'onde

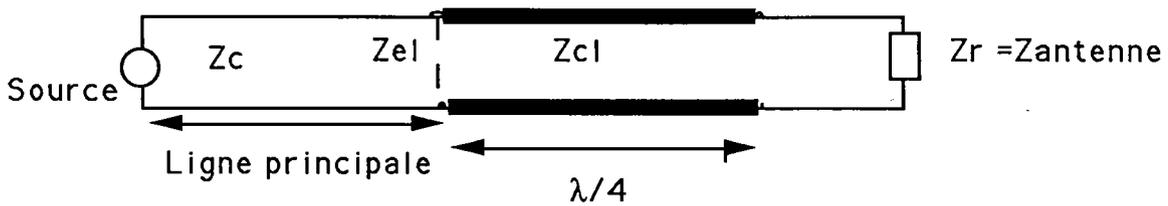


Figure 3.5. Adaptation par ligne $\lambda/4$

Soient Z_c et Z_{cl} les impédances caractéristiques respectives de la ligne principale et de la ligne de longueur $\frac{\lambda}{4}$. L'impédance d'entrée Z_{el} de la ligne $\frac{\lambda}{4}$ est telle que $Z_{el} Z_r = Z_{cl}^2$

– Adaptation par stub

Le stub est une portion de ligne dont l'une des extrémités est en court-circuit (figure 3.6). Pour les besoins de l'adaptation, l'extrémité libre est placée en parallèle sur la ligne principale, à une distance convenable d_c de la charge (antenne) à adapter. Ainsi, l'ensemble {charge + stub} présente une impédance égale à celle de la ligne principale. La longueur adéquate l_c de stub et la position d_c se déterminent à l'aide de l'abaque de Smith.

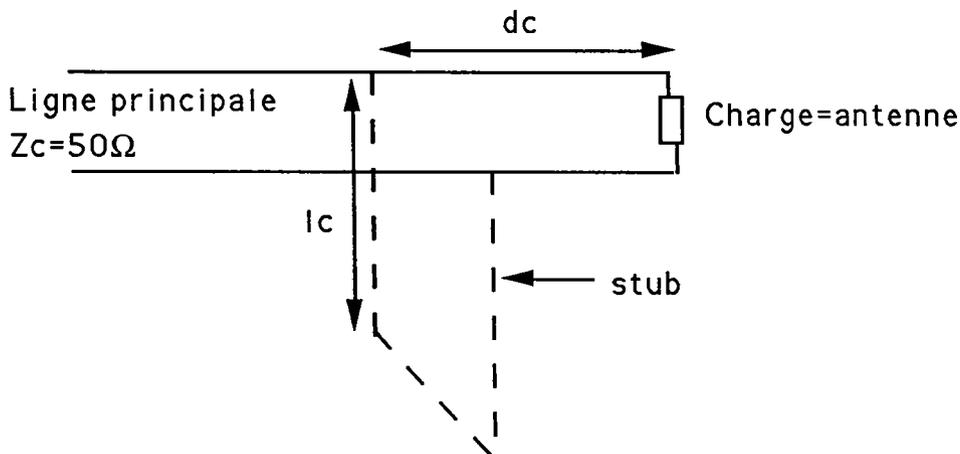


Figure 3.6. Adaptation par stub

– Adaptation par cellule

Connectée à l'antenne, cette cellule va ramener l'impédance de l'ensemble { antenne+cellule } à 50Ω . Pour cela les valeurs du tableau précédent sont introduites dans le logiciel "MDS"² de Hewlett Packard ainsi que la puissance maximale admise par l'émetteur, soit $1W$ dans notre cas et la bande de fréquences de travail. Le logiciel fournit les cellules d'adaptation avec les valeurs d'inductances et de capacités correspondantes (Fig.3.7).

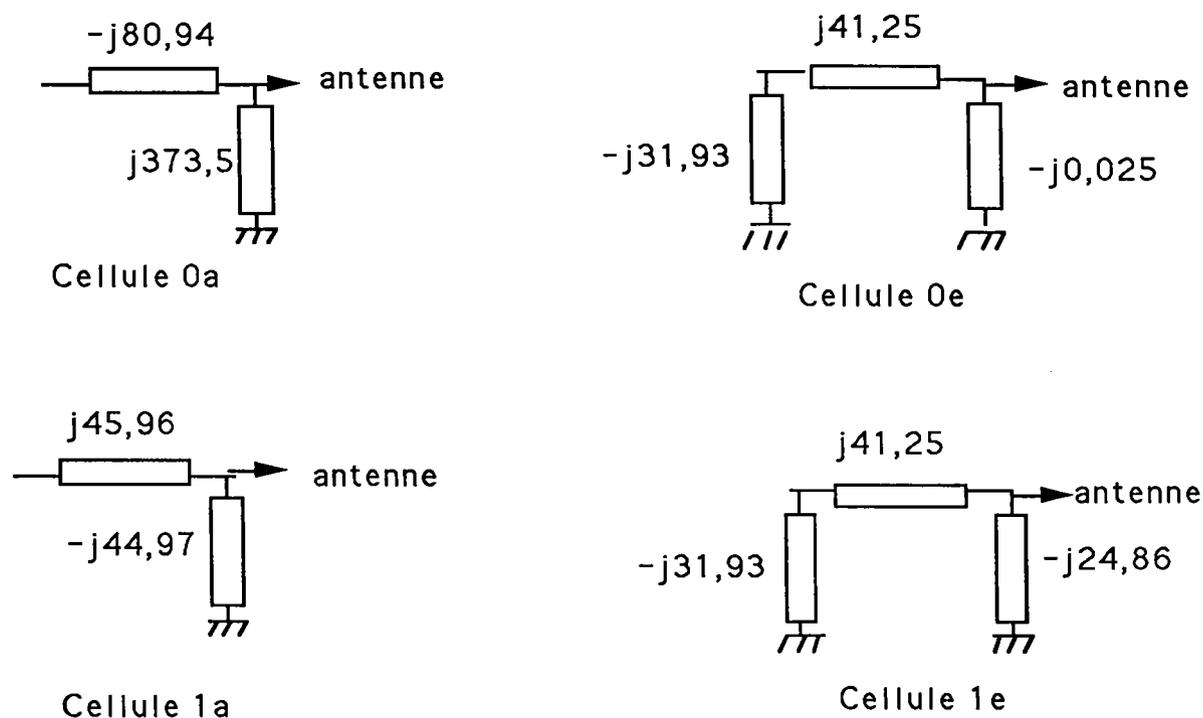


Figure 3.7. Cellules d'adaptation

2. MDS = Microwave Design System est un simulateur de circuits

La cellule en Π ou en T a été retenue parce qu'il est plus commode, en pratique, de la placer en série avec l'antenne (Fig.3.8).

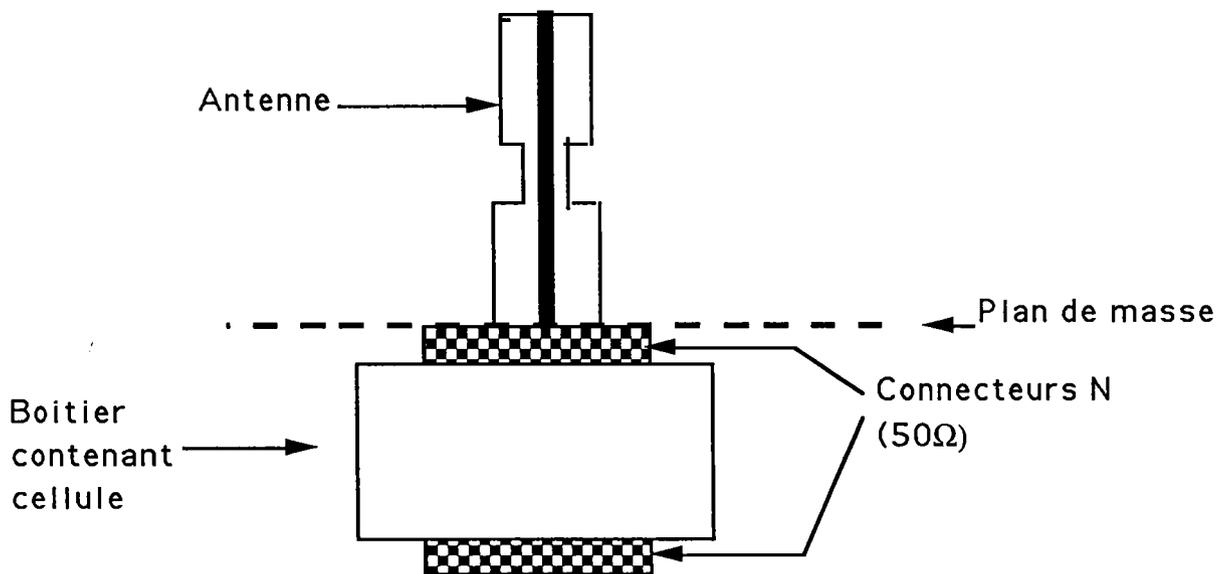


Figure 3.8. Antenne et cellule d'adaptation

Aux fréquences de travail très élevées, les raisonnements utilisés dans les circuits en basses fréquences ne sont plus valables. En effet, les micro-ondes sont caractérisées par des longueurs d'onde λ voisines des dimensions des éléments étudiés. Il en résulte qu'en tout point de l'élément, la tension ou le courant n'ont plus la même valeur à un instant donné. Dans cette bande de fréquences, capacités et inductances sont considérées comme des éléments répartis. Ils peuvent alors être représentés par des portions de lignes de transmission. Nous utiliserons une ligne micro-ruban pour laquelle en première approximation on peut considérer que l'impédance est inversement proportionnelle à

la largeur du ruban qu'elle représente.

La qualité de la cellule d'adaptation dépend de plusieurs facteurs dont la permittivité du substrat sur lequel va reposer la ligne et l'épaisseur du cuivre sur ce substrat. Le substrat choisi a une permittivité de 4,7, une épaisseur de 1,5mm et est recouvert d'une couche de cuivre de 35 μ mètres.

La cellule ainsi réalisée doit nécessairement être mise dans un boîtier conducteur pour éviter que le rayonnement de la cellule vienne s'associer à celui de l'antenne.

3.2 Le champ électrique proche

L'influence des champs parasites environnants sur le champ proche n'est pas aussi grande que sur le champ lointain car le champ proche est intense. Un milieu idéal pour la mesure de ce champ dans l'air serait la chambre anéchoïde.

La cage de Faraday et la chambre anéchoïde ont pour rôle le blindage électromagnétique, c'est-à-dire qu'elles empêchent la pénétration du rayonnement extérieur dans le volume qu'elles constituent, tout comme la sortie d'un rayonnement émanant de l'intérieur de ce même volume. La cage de Faraday est constituée de murs hautement conducteurs d'où la possibilité de réflexion sur ses parois. Elle convient aux éléments à faible rayonnement. L'intérieur de la chambre anéchoïde est tapissé d'absorbants spéciaux qui éliminent toute réflexion d'onde sur ses parois. Elle convient donc pour tout type de rayonnement proche ou lointain des éléments à étudier.

Les principaux éléments utiles à la mesure du champ électrique proche sont présentés sur la Figure 3.9. Il s'agit d'un générateur de signaux (Rhode & Schwarz, 5KHz-1,5GHz), un analyseur de spectre (HP 8590A,10KHz-1,5GHz) et un ensemble de sondes EMCO ³.

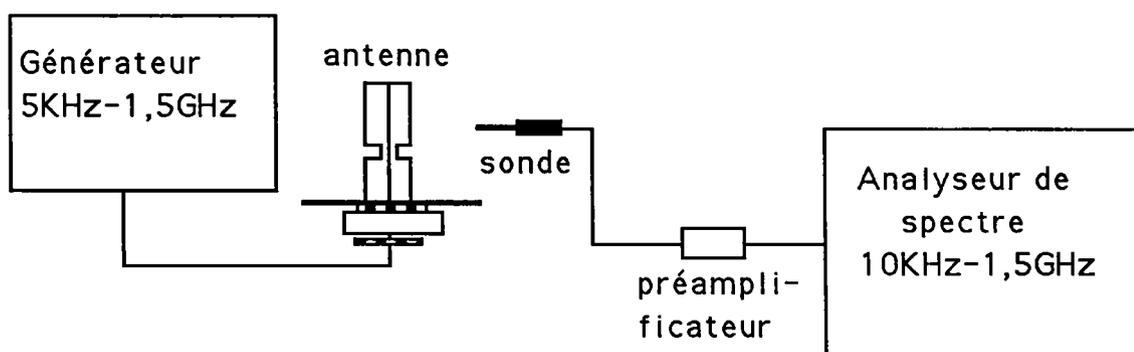


Figure 3.9. Diagramme bloc de la mesure

Ces sondes (modèle 7405) sont accompagnées d'un préamplificateur et servent à mesurer les champs électrique et magnétique proches (*Photo*).

3. EMCO = Electro-Mechanics Company

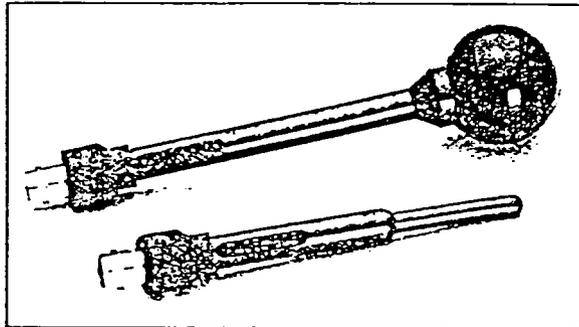


Figure 3.10. Sondes de mesure de champ électrique

La fiche technique des sondes qui se trouve dans l'appendice C provient du " Model 7405 Near-Field Probe Set User's Manual " de EMCO.

3.2.1 Zone de mesure

Bien que la zone de champ proche soit constituée de la zone de Rayleigh et de la zone de Fresnel (Figure 2.2), les mesures de champ proche sont effectuées plus facilement dans la zone de Rayleigh. En effet, dans cette zone de champ proche réactif limitée en pratique par $r < \lambda_0 = 32,7cm$ dans l'air, le champ majoritaire (E ou H) domine. Au-delà de la zone de Rayleigh, la perturbation s'étend sur toute la zone de Fresnel pour s'estomper dans la zone de Fraunhofer. Ceci explique pourquoi la zone de Fresnel n'est pas favorable aux mesures de champ électromagnétique.

3.3 Evaluation du champ électrique proche émis

Nous ne représentons que le module du champ électrique $E = (|E_r|^2 + |E_z|^2)^{\frac{1}{2}}$ ou de ses composantes radiale E_r et tangentielle E_z dans le milieu ambiant.

Le milieu ambiant dissipatif a une conductivité électrique $\sigma = 4 \text{ Si m}^{-1}$, et une permittivité relative $\epsilon_{4r} = 78$, soit un nombre d'onde $k_4 = 206,221 + i 117,711 \text{ m}^{-1}$. La gaine protectrice présente une permittivité relative $\epsilon_{3r} = 2,7$, soit un nombre d'onde $k_3 = 31,5 \text{ m}^{-1}$. Le nombre d'onde de l'air est $k_2 = 19,2 \text{ m}^{-1}$.

Tous les résultats relatifs au milieu dissipatif proviennent de simulations.

3.3.1 Résultats de la première méthode

Les dimensions de l'antenne plongée dans le milieu dissipatif sont :

- $a = 0,7 \text{ mm}$
- $b = 0,8 \text{ mm}$
- $c = 4,5 \text{ mm}$
- $x = 0,25 \text{ cm}$
- $L = 9 \text{ cm}$

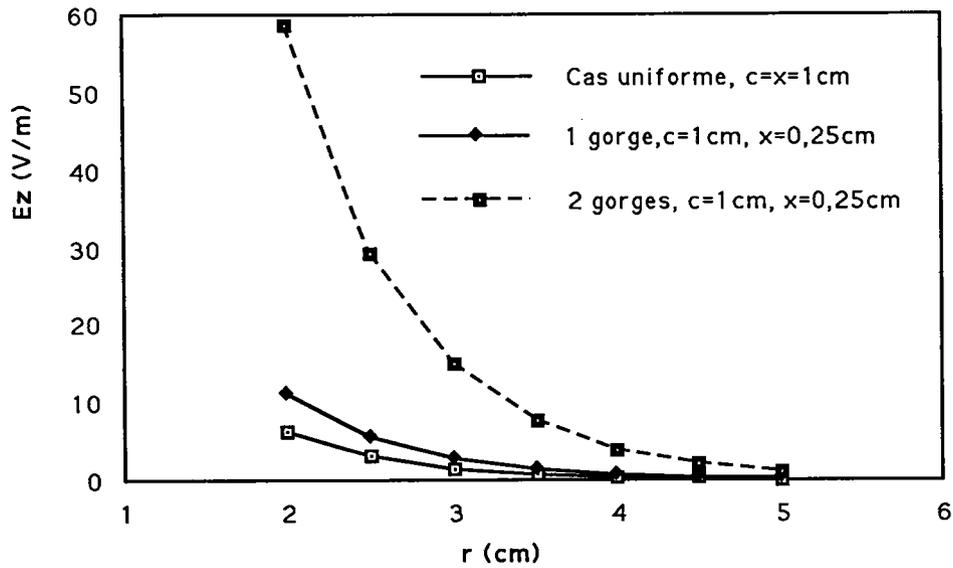


Figure 3.11. $|E_z|$ dans le milieu ambiant, gaines uniforme et avec gorge $d = 1\text{ cm}$

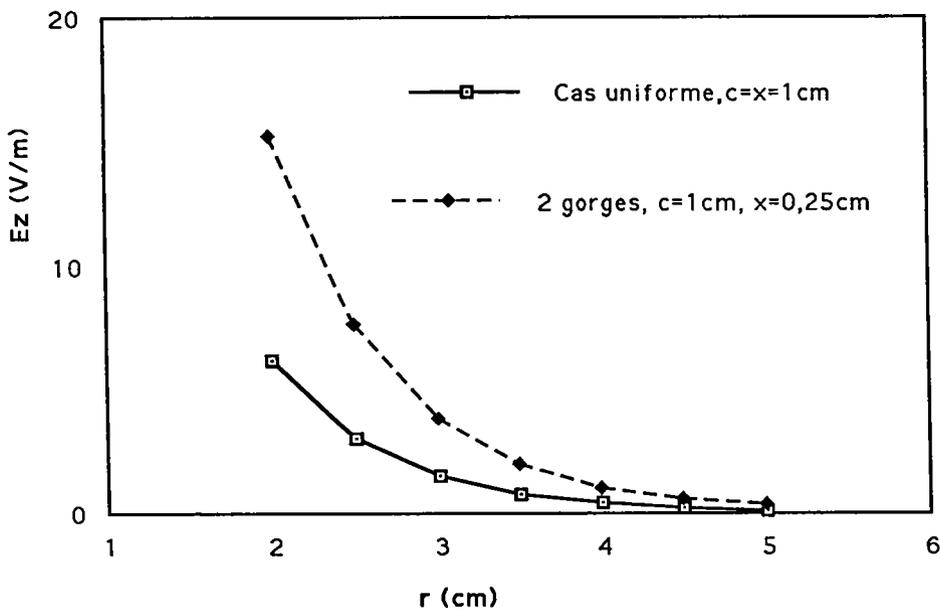


Figure 3.12. $|E_z|$ dans le milieu ambiant, gaines uniforme et avec gorge $d = 2\text{ cm}$

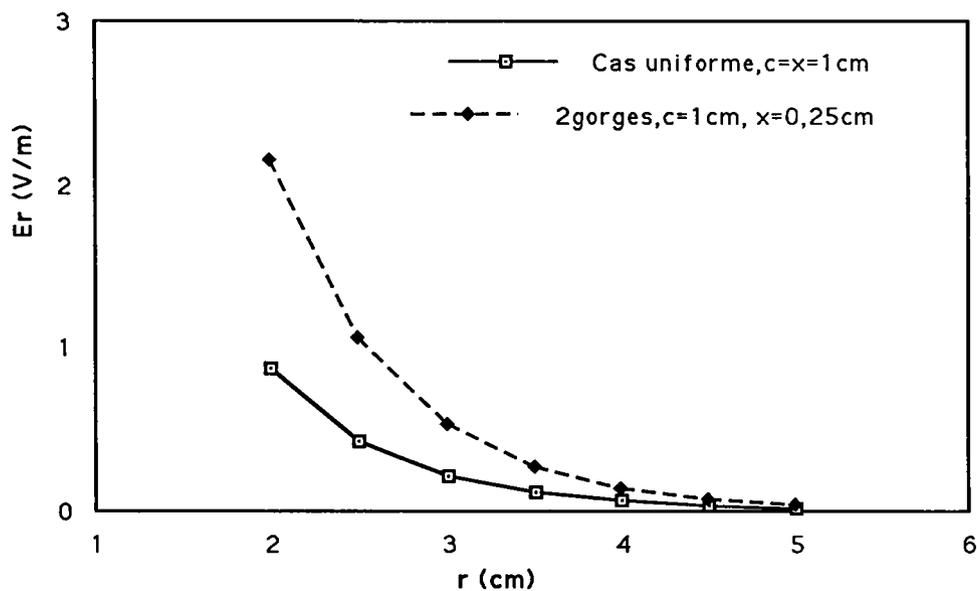


Figure 3.13. $|E_r|$ dans le milieu ambiant, gaines uniforme et avec gorge $d = 2cm$

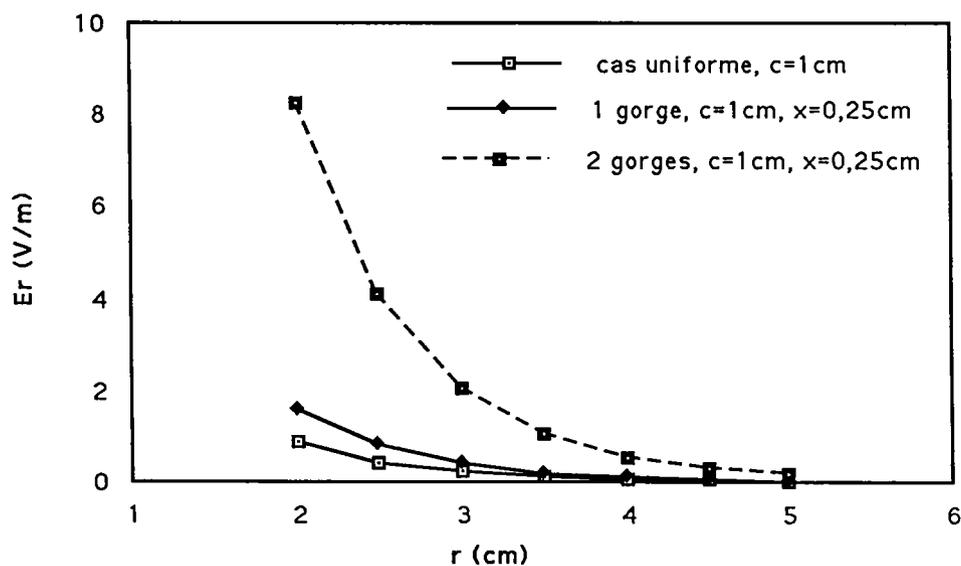


Figure 3.14. $|E_r|$ dans le milieu ambiant, gaines uniforme et avec gorge $d = 1cm$

A partir des graphiques précédents on peut faire les remarques suivantes sur la présence de la gorge dans la gaine isolante :

- elle n'a aucun effet sur la structure du champ dans le milieu ambiant. En effet, comme dans le cas de la gaine uniforme le champ électrique reste axial, c'est à dire que la composante axiale E_z est prépondérante devant la composante radiale E_r ($|E_z| \gg |E_r|$).
- elle renforce l'amplitude des composantes du champ ($|E_z| |E_r|$) par rapport au cas où la gaine est uniforme. La présence d'une seconde gorge dans la gaine isolante qui protège le conducteur central de l'antenne accentue le renforcement d'amplitude déjà observé avec une gorge.

3.3.2 Comparaison des résultats théoriques des deux méthodes

Les résultats de la méthode1 proviennent de l'utilisation des expressions analytiques du nombre d'onde, et des équations du champ électrique dans le milieu ambiant.

Etant donné la complexité de l'équation à résoudre pour trouver le nombre d'onde k_L dans la méthode2, nous avons introduit les simplifications $K_2 = k_2$ et $K_3 = k_3$. Sous cette forme simplifiée, la résolution numérique de l'équation donne k_L , puis le champ électrique dans le milieu ambiant à l'aide des expressions relatives à cette méthode.

Les dimensions de l'antenne plongée dans le milieu dissipatif sont :

- $a = 1 \text{ mm}$
- $b = 1,1 \text{ mm}$
- $x = 0,3 \text{ cm}$
- $L = 6,5 \text{ cm}$

Le nombre d'onde du courant

Les tableaux suivants comparent les valeurs du nombre d'onde k_L du courant obtenues avec les méthodes 1 et 2. La deuxième méthode n'a été appliquée qu'au cas à une gorge dans la gaine isolante.

- Cas uniforme ($d = L$ pour la méthode1 et $d1 = d2$ pour la méthode2)

Méthode 1	Méthode 2
$k_L = 32,8 - i 1,28 m^{-1}$	$k_L = 0,08 + i 0,023 m^{-1}$
$ k_L = 32,82 m^{-1}$	$ k_L = 0,08 m^{-1}$

Tableau 3.2. Nombre d'onde pour le cas de la gaine uniforme $c = x = 1cm$

Le cas de la gaine uniforme présente une grande divergence de résultats entre les deux méthodes. La deuxième méthode n'est pas adaptée à ce cas car la gorge qui abrite un régime d'onde spécial dans cette méthode, est inexistante dans le cas uniforme.

- Cas à une gorge $d = 1cm$ $x = 0,3cm$

Epaisseur de gaine c(cm)	Méthode1 $k_L(m^{-1})$	Méthode2 $k_L(m^{-1})$
$c = 1$	$k_L = 34,06 + i 3,39$ $ k_L = 34,23 m^{-1}$	$k_L = -0,064 - i 0,057$ $ k_L = 0,08 m^{-1}$
$c = 2$	$k_L = 39,87 + i 6,84$ $ k_L = 40,45 m^{-1}$	$k_L = 55,7 + i 18,11$ $ k_L = 58,58 m^{-1}$
$c = 3$	$k_L = 62,97 - i 12,65$ $ k_L = 64,23 m^{-1}$	$k_L = 55,7 - i 18,11$ $ k_L = 58,58 m^{-1}$
$c = 4$	$k_L = 152,47 - i 38,83$ $ k_L = 157,33 m^{-1}$	$k_L = 152,58 - i 28,34$ $ k_L = 155,92 m^{-1}$

Tableau 3.3. Nombre d'onde pour une gorge dans la gaine

La deuxième méthode n'est pas également adaptée au cas où l'épaisseur de la gaine isolante est égale à 1cm car avec cette valeur, la profondeur de la gorge n'est pas suffisante pour abriter le régime d'onde spécial dont on tient compte dans cette méthode.

Pour des épaisseurs de gaine de plus en plus grandes, c'est-à-dire pour des gorges de plus en plus profondes, on observe une convergence de résultats des deux méthodes pour le module du nombre d'onde k_L .

Les ondes qui se propagent à l'intérieur d'une gorge profonde n'ont pas le même comportement que celles qui se propagent dans le milieu ambiant infini. Dans ce cas, il est approprié de considérer comme dans la méthode2, l'existence dans la gorge d'un régime d'ondes spécial différent de celui du milieu ambiant. Il devient alors inacceptable de négliger, comme dans la méthode1, ce régime spécial d'ondes dans la gorge. Ainsi, pour de fortes épaisseurs de gaine, seule la deuxième méthode reste valable.

Il est à noter que lorsque le diamètre de la gaine isolante croît, la condition $K_3c = (k_3^2 - k_L^2)^{\frac{1}{2}}c < 1$ qui lie le nombre d'onde k_3 de la gaine isolante à celui du courant k_L n'est plus automatiquement vérifiée.

Le champ électrique

La méthode1 est valable pour les gaines de faible épaisseur car la profondeur de la gorge est faible et dans ce cas on peut alors considérer le comportement des ondes dans la gorge comme dans le milieu ambiant.

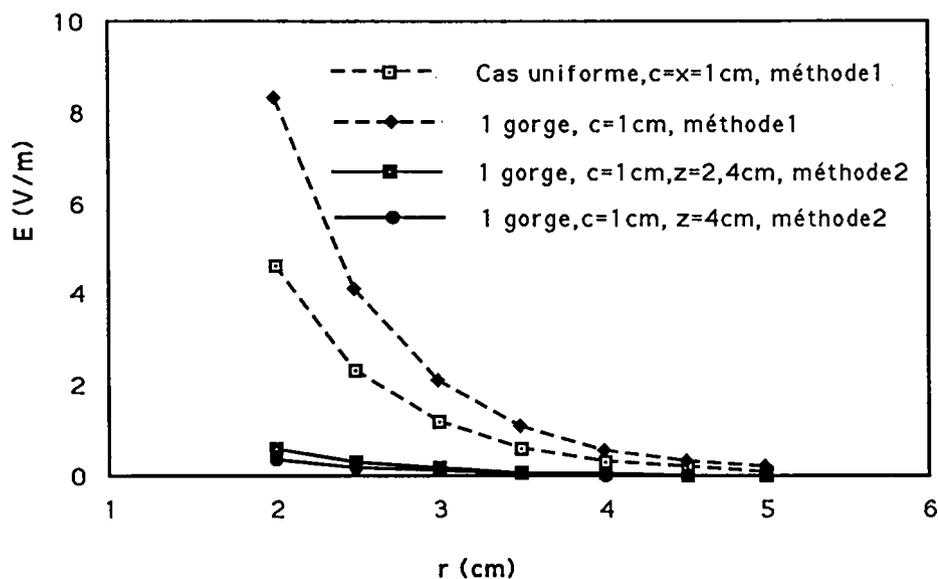


Figure 3.15. Amplitude du champ électrique dans le milieu ambiant, méthode1

La méthode2, valable pour des grandes épaisseurs de gaine, présente des valeurs de champ inférieures à celle de la méthode1 dans le même cas (figure 3.16). Ceci peut s'expliquer par l'approximation utilisée pour résoudre l'équation en k_L dans la méthode2.

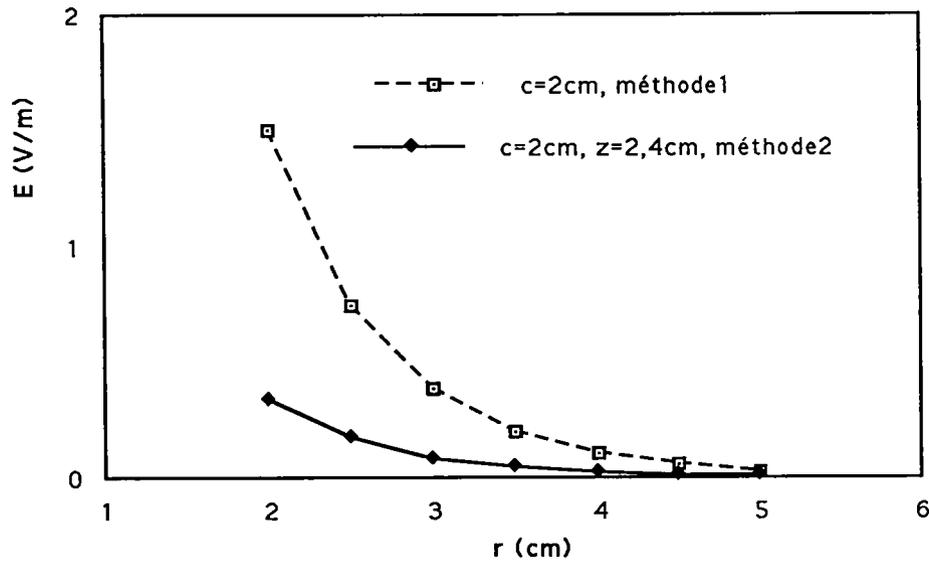


Figure 3.16. Amplitude du champ électrique dans le milieu ambiant, $c=2\text{cm}$, 1 gorge

Pour une largeur d de gorge donnée, le champ diminue quand l'épaisseur de la gaine augmente, ceci explique aussi les faibles valeurs de champ obtenues avec la méthode 2.

La présence de la gorge se traduit par une augmentation de l'amplitude du champ électrique proche par rapport à sa valeur dans le cas de la gaine uniforme. Les deux méthodes proposées sont complémentaires : la deuxième méthode prend le relais de la première méthode pour des grandes valeurs d'épaisseur de gaine.

3.3.3 Milieu ambiant : air

Les résultats suivants proviennent de l'application de la deuxième méthode au cas à une gorge dans la gaine isolante.

Les graphiques sont tracés à la côte $z = 2,4\text{cm}$ et, sauf précision, pour une largeur

de gorge $d = 1\text{cm}$.

L'antenne est alimentée par une puissance de 10dBm en $z = 0$.

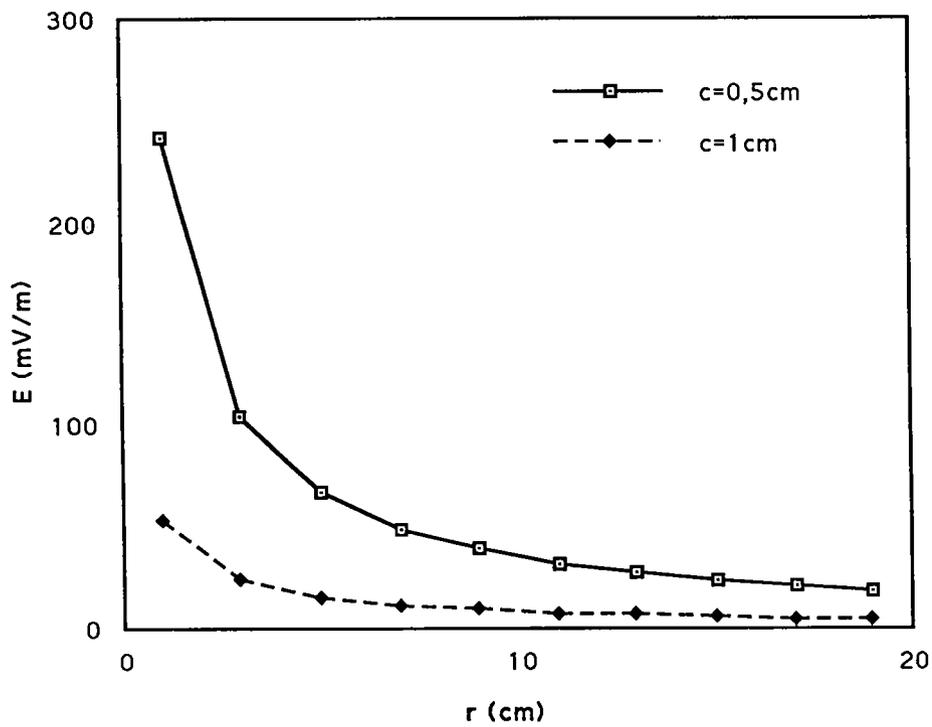


Figure 3.17. $E = f(r)$ dans l'air, $L=26\text{cm}$, antennes à gaine uniforme

Le résultat classique est vérifié : le champ électrique proche émis par une antenne à gaine uniforme diminue quand l'épaisseur de la gaine isolante qui l'entoure augmente .

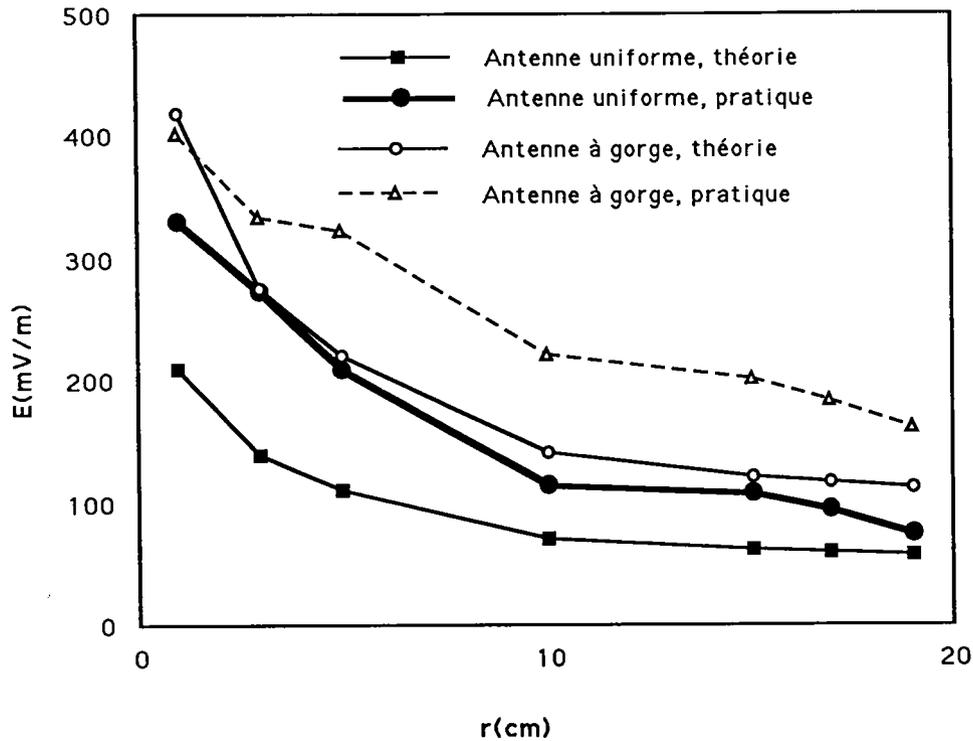


Figure 3.18. $E = f(r)$ dans l'air, $c=1,5\text{cm}$

Le graphique précédent vient conforter les conclusions théoriques précédentes sur le comportement du champ : le champ proche émis par l'antenne à gorge est supérieur à celui de l'antenne uniforme (figure 3.18). La présence de la gorge entraîne donc un renforcement de l'amplitude du champ émis.

Imprécisions des mesures

Des mesures ont été effectuées dans le cas où le milieu ambiant est l'air et elles présentent un décalage entre les courbes expérimentales et théoriques (voir figure précédente). Ceci a plusieurs causes dont les principales sont :

- Les approximations de la théorie utilisée (calcul du nombre d'onde)

- Les mesures ne sont pas effectuées dans le milieu idéal qui serait, la chambre anéchoïde
- L'influence sur le plan électromagnétique de tous les éléments métalliques du montage et des environs affecte la mesure du champ. Les valeurs relevées ne sont donc pas absolues. Néanmoins, comme le montage et l'environnement restent identiques pendant toute l'expérience, cette influence est la même sur chaque valeur relevée. Ceci rend possible la comparaison entre les différents résultats.

Malgré les impécisions ci-dessus énumérées, les mesures réalisées traduisent tout de même le comportement qualitatif général des antennes étudiées.

3.3.4 Discussion

Le calcul du champ électrique émis à proximité ($r < 4c$) d'une antenne filaire contenant une discontinuité dans la gaine isolante qui l'entoure, passe par la détermination du nombre d'onde du courant. A cet effet, nous avons présenté deux méthodes :

- la première méthode conduit à une expression analytique du nombre d'onde du courant
- la deuxième méthode donne le nombre d'onde comme solution d'une équation à résoudre de façon numérique

Soit k_L le nombre d'onde du courant et k_3 le nombre d'onde de la gaine isolante d'épaisseur c . L'avantage de la première méthode réside dans la simplicité du résultat. De plus, le nombre d'onde qu'elle fournit prend une expression connue quand on passe à la limite du cas où l'antenne est protégée par un diélectrique uniforme [3]. Les champs obtenus avec cette méthode montrent une augmentation de l'amplitude du

champ avec la présence de la gorge par rapport à sa valeur dans le cas d'une gaine uniforme. L'inconvénient majeur de cette méthode se situe au niveau de l'amplitude du champ qui ne tient pas compte de la position sur l'axe des z et du régime propre des ondes dans la gorge.

La deuxième méthode présente l'avantage de tenir compte de la position en z dans la valeur du champ. Son inconvénient reste dans le fait que le nombre d'onde est obtenu moins facilement qu'avec la première méthode, on doit passer par la résolution numérique. Des deux méthodes, c'est elle qui donne des champs réels car elle prend en compte la variation du champ suivant la position sur l'axe de l'antenne.

3.4 Le champ électrique lointain

Les champs environnants indésirables ont une grande influence sur le champ lointain. Pour éviter cela, on effectue la mesure du champ lointain d'une antenne test en chambre anéchoïde. L'antenne test est placée sur un mât reposant sur un plateau tournant. On place l'antenne réceptrice à 3 mètres ($2 \frac{D^2}{\lambda} = 3m$) de l'antenne test. Pour une bonne réception du signal, les deux antennes, test et réceptrice, doivent avoir une polarisation identique : horizontale-horizontale ou verticale -verticale.

3.4.1 Mesures

Les diagrammes de rayonnement obtenus sont classiques. Comme c'est le cas pour toutes les antennes de type dipôle; les diagrammes ils présentent la forme d'un huit dans un plan contenant l'axe de l'antenne, ne sont pas directifs et ne sont pas partic-

ulièrement influencés par la présence de la gorge.

Diagramme de rayonnement - Polarisation horizontale

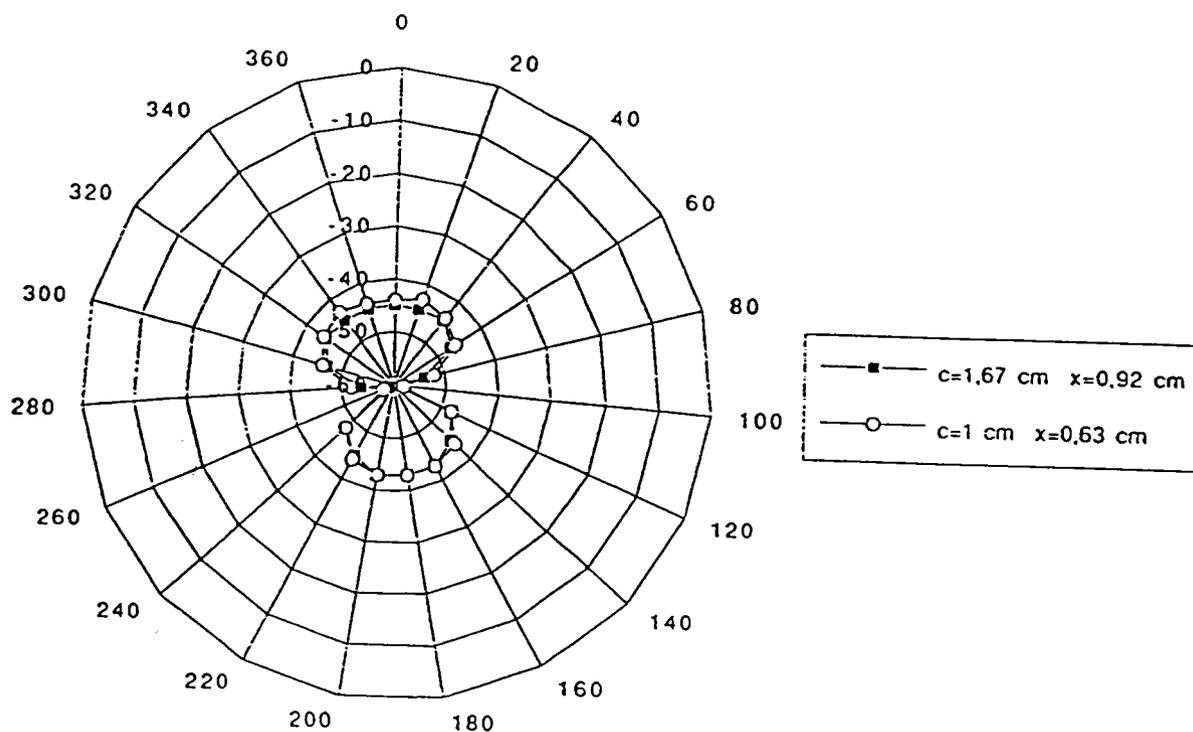


Figure 3.19. Antennes avec gorge dans la gaine

Le diagramme de rayonnement de la figure précédente est identique à celui d'un dipôle mince $\frac{\lambda}{2}$ (figure 3.19).

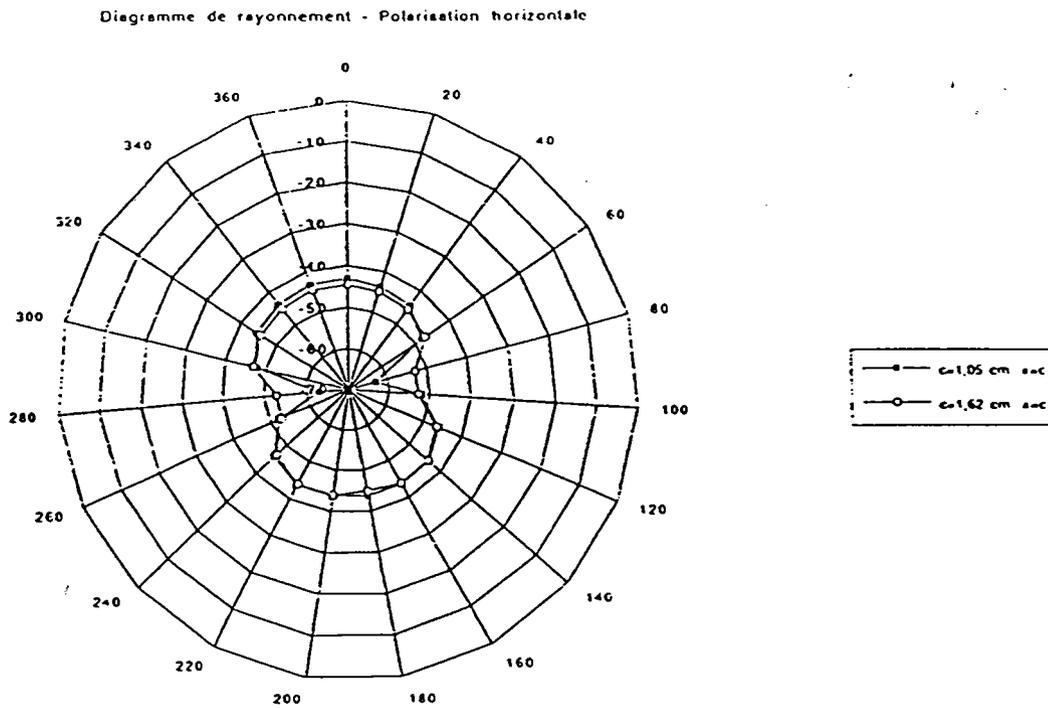


Figure 3.20. Antennes à gaine uniforme

Pour les antennes à gaine uniforme, on remarque que plus l'épaisseur du diélectrique augmente, plus le diagramme de rayonnement ressemble à celui d'un dipôle épais de

longueur $2L = \frac{\lambda}{4}$ (figure 3.20).

4

Conclusion

L'étude précédente a tenté de proposer une méthode simple d'analyse du fonctionnement en UHF de brins métalliques dont le gainage diélectrique externe présente une singularité. Deux méthodes approchées ont été retenues; la première fournit des résultats analytiques mais la complexité des équations oblige à ignorer les singularités diélectriques; la deuxième méthode de simulation numérique, autorise la prise en compte des singularités de champ électrique créés par les fenêtres diélectriques mais n'est pas bien adaptée au calcul des impédances. On peut donc dire que les deux méthodes proposées sont complémentaires et bien compatibles, car elles conduisent à des valeurs très voisines des paramètres de propagation; la méthode de simulation numérique paraît mieux adaptée à la recherche de la meilleure solution technique répondant à un besoin donné. Cette phase semble maintenant à portée de la main et des applications peuvent être maintenant définies. Parmi elles, un capteur très rapide de présence, métalliques ou diélectriques, dans un endroit géométrique donné paraît avoir des perspectives pour l'ingénierie robotique. Mais le renforcement très localisé du champ électrique laisse augurer des applications hyperthermiques de génie biologique et médical, que ce type d'antennes paraît seule permettre. La voie est donc ouverte aux transferts technologiques.

Appendice A

Calcul des coefficients

$$A, A_2, A_3, B, B_3 \dots, A_4, A_g$$

Expressions des conditions aux limites (1.15)-(1.18) aux différentes interfaces :

En $r=a$

$$E_{z2} = 0 \tag{A.1}$$

$$H_{\Theta 2} \approx -\frac{I(z)}{2\pi a} \tag{A.2}$$

En $r=b$

$$E_{z2} = E_{z3} \tag{A.3}$$

$$H_{\Theta 2} = H_{\Theta 3} \tag{A.4}$$

En $r=c$

$$E_{z3} = E_{z4} \tag{A.5}$$

En $r=x$ seulement pour la deuxième approche

$$E_{z3} = E_{zg} \quad (\text{A.6})$$

A.1 Première méthode

Expressions des coefficients :

$$B = \frac{2M}{(\text{Delta})\Pi} \left(\frac{k_3}{K_3}\right)^2 \frac{k_4}{b} H_1^1(K_4c) \quad (\text{A.7})$$

$$F = -\frac{2M}{(\text{Delta})\Pi} \left(\frac{k_2}{K_3}\right)^2 \frac{k_4}{b} H_1^1(K_4c) \quad (\text{A.8})$$

$$G = \frac{4M}{(\text{Delta})(\Pi)^2} \left(\frac{k_2k_3}{K_2K_3}\right)^2 \frac{1}{bc} \quad (\text{A.9})$$

$$M = \frac{I_0}{2i\Pi a} \quad \text{avec } I_0 = -i \frac{k_L}{Z_c} \quad (\text{A.10})$$

$$\text{Delta} = \frac{4}{b(\Pi)^2} \left[\left(\frac{k_2k_3}{K_2K_3}\right)^2 \frac{H_0^1(K_4c)}{c} + k_4 H_1^1(K_4c), \left[\left(\frac{k_2}{K_2}\right)^2 \text{Log}\left(\frac{c}{b}\right) + \left(\frac{k_3}{K_3}\right)^2 \text{Log}\left(\frac{b}{a}\right) \right] \right] \quad (\text{A.11})$$

A.2 Deuxième méthode

Expressions des coefficients :

$$A_3 = \left[\frac{2}{\Pi} \text{Log}\left(\frac{b}{a}\right) - N_0(K_3b) \right] B_2 \quad (\text{A.12})$$

$$A_4 = -\frac{2}{\Pi} \frac{\text{Log}\left(\frac{a}{c}\right)}{H_0^1(K_4c)} B_2 \quad (\text{A.13})$$

$$A_g = \frac{2}{\Pi} \frac{\text{Log}\left(\frac{x}{a}\right)}{H_0^1(K_4x)} B_2 \quad (\text{A.14})$$

$$B_2 = \frac{I_0}{2\Pi a} \frac{I\omega\mu}{K_2} \frac{1}{[N_0(K_2a) - N_1(K_2a)]} \quad (\text{A.15})$$

avec :

$$I_0 = -i \frac{1}{2Z_c \sin Lk_L} \quad (\text{A.16})$$

$$B_3 = B_2 \quad (\text{A.17})$$

Appendice B

Composante radiale du vecteur de Poynting complexe - Puissance complexe radiale

Soit $S_r(r, z, t)$ la composante radiale du vecteur de Poynting complexe :

$$S_r(r, z, t) = \frac{1}{2} E_z(r, z, t) H_\theta^*(r, z, t) \quad (\text{B.1})$$

avec H_θ^* , conjuguée complexe de H_θ .

Le flux Φ de la composante radiale du vecteur de Poynting complexe s'écrit :

$$\Phi = \int_0^{2\pi} d\theta \int \int r S_r dr dz \quad (\text{B.2})$$

B.1 Première méthode

La composante radiale du vecteur de Poynting complexe s'écrit dans chaque région :

$$S_{r2} = \frac{2i k_2^2}{\Pi \omega K_2^{2*} r} [AB^* + BB^* N_0(K_2 r)] \quad (\text{B.3})$$

$$S_{r3} = \frac{2i k_3^2}{\Pi \omega K_3^{2*} r} [DF^* + FF^* N_0(K_3 r)] \quad (\text{B.4})$$

$$S_{r4} = \frac{-i k_4^*}{2\omega K_4^{2*} r} GG^* H_0^1(K_4 c) H_{1*}^1(K_4 c) \quad (\text{B.5})$$

B.2 Deuxième méthode

La composante radiale du vecteur de Poynting complexe s'écrit dans chaque région :

$$\begin{aligned} S_{r3}(c, z, t) &= E_{z3}(c, z, t) H_{\theta 3}^*(c, z, t) \\ &= \frac{K_3}{i\omega\mu} [A_3 J_0(K_3 c) + B_3 N_0(K_3 c)] [A_3^* J_1^*(K_3 c) + B_3^* N_1^*(K_3 c)] \\ &\quad \sin k_L(L - z) \sin^* k_L(L - z) \\ &= \Psi_{3r} \sin k_L(L - z) \sin^* k_L(L - z) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

$$\begin{aligned} S_{r4}(c, z, t) &= E_{z4}(c, z, t) H_{\theta 4}^*(c, z, t) \\ &= \frac{k_4}{i\omega\mu} A_4 A_4^* H_0^1(K_4 c) H_{1*}^1(K_4 c) \sin k_L(L - z) \sin^* k_L(L - z) \\ &= \Psi_{4r} \sin k_L(L - z) \sin^* k_L(L - z) \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

$$\begin{aligned}
S_{rg}(c, z, t) &= E_g(c, z, t) H_{\theta g}^*(c, z, t) \\
&= -\frac{K_4}{i\omega\mu} A_g A_g^* H_0^1(K_4 c) H_{1*}^1(K_4 c) \\
&\quad \sin k_L(L-z) \sin^* k_L(L-z) \\
&= \Psi_{gr} \sin k_L(L-z) \sin^* k_L(L-z)
\end{aligned} \tag{B.8}$$

avec :

$$\Psi_{3r} = \frac{k_3}{i\omega\mu} [A_3 + B_3 N_0(K_3 c)] B_3^* N_1^*(K_3 c) \tag{B.9}$$

$$\Psi_{4r} = \frac{k_4}{i\omega\mu} A_4 A_4^* H_0^1(K_4 c) H_{1*}^1(K_4 c) \tag{B.10}$$

$$\Psi_{gr} = \frac{k_4}{i\omega\mu} A_g A_g^* H_0^1(K_4 c) H_{1*}^1(K_4 c) \tag{B.11}$$

Appendice C

Fiche technique des sondes

PROBE TECHNICAL DATA

	Model Number	Probe Type	Primary Sensor Type	E/H or H/E Rejection	Upper Resonant Frequency
	904	3.6 cm Ball	E-Field	30 dB	> 1 GHz
	905	6 mm Stub Tip	E-Field	30 dB	> 3 GHz

Bibliographie

- [1] *Journées Nationales Microondes*. 1995, Paris.
- [2] R.S. ELLIOTT. *Azimuthal surface waves on circular cylinders*. Journal of applied physics, 1955, 26, 4
- [3] R.W.P. KING and G.S. SMITH. *Antennas in matter*. MIT Press , 1981, Cambridge, Massachussets, chap.1, Chap. 8.
- [4] J.A. STRATTON. *Théorie de l'électromagnétisme*, traduction française de J. HEBENSTREIT. Dunod, 1960, Paris.
- [5] D. BENSOUSSAN. *Les antennes*. Dunod, 1980, Paris.
- [6] R. BRAULT, R. PIAT. *Les antennes*. Editions Techniques et Scientifiques Françaises, 1987, 12^{ème} édition, Paris.
- [7] R.Ch. HOUZE. *Les antennes, tomes 1 et 2* . Eyrolles, 1989, Paris.
- [8] S. LEFEUVRE. *Hyperfréquence*. Dunod, 1969, Paris.
- [9] L. THOUREL. *Tome 2 : Les antennes*. Cepadues, 1990, Toulouse.
- [10] S. SILVER. *Microwave antenna. Theory and design*. Mac Graw-Hill, 1949, Chap. 1, 2, 3, 8.

- [11] R. MOUECOUCOU, C. and A. TOSSER-ROUSSEY. *The near field in a conducting or dielectric medium of an insulated wire antenna with a discontinuity in one of the dielectrics*. International Journal of Electronics, 1994, 76, No.1, pages 107-117.
- [12] R. MOUECOUCOU,
C. and A. TOSSER-ROUSSEY, J.C.VIVALDA and J.C.HUMBERT. *The near field of an antenna surrounded by a dielectric with two teeth*. International Journal of Electronics, 1995, 78, No.3, pages 563-570.
- [13] R.S. ELLIOTT. *On the theory of corrugated plane surfaces*. I.R.E Transactions on Antennas and Propagation, 1954
- [14] C.W. HARRISON . *Derivation of the transmission-line equations from linear-antenna theory*. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 1994, 36, No.6.
- [15] R.W.P. KING, B.S. TREMBLY and J.W. STROHBEHN. *The electromagnetic field of an insulated antenna in a conducting or dielectric medium*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1983, MIT-31, No. 7, pages 574-583.
- [16] J.P. CASEY and R. BANSAL. *The near field of an insulated dipole in a dissipative dielectric medium*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1986, MIT-34, No. 4.
- [17] R.W.P. KING. *The linear antenna - Eighty years of progress*. Proceedings of the IEEE, 1967, 55, No.1.
- [18] R.W.P. KING. *The many faces of the insulated antenna*. Proceedings of the IEEE, 1976, 64, No.2.

- [19] R.W.P. KING. *Antennas in material media near boundaries with application to communication and geophysical exploration, part I, part II*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1986, AP-34, No.4.
- [20] R.C. BAIRD, A.L. NEWELL and C.F. STUBENRAUCH. *A brief history of near-field measurements of antennas at the National Bureau of Standards*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1978, AP-26, pages 373-379.
- [21] R.W.P. KING. *The linear antenna - Eighty years of progress*. Proceedings of the IEEE, 1967, 55, No.1.
- [22] R.W.P. KING. *The many faces of the insulated antenna*. Proceedings of the IEEE, 1976, 64, No.2.
- [23] R.W.P. KING. *Antennas in material media near boundaries with application to communication and geophysical exploration, part I, part II*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1986, AP-34, No.4.
- [24] R.W.P. KING and K. IIZUKA. *The complete electromagnetic field of a half-wave dipole in a dissipative medium*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1963, pages 518-531.
- [25] R.W.P. KING, S.R. MISHRA, K.M. Lee and G.S. SMITH. *The insulated monopole : Admittance and junction effects*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1975, AP-23, No.2.
- [26] T.T. WU, R.W.P. KING, and D.V. GIRI. *The insulated dipole antenna in a relatively dense medium*. Radio Science, 1973, 8, No. 7, pages 699-709.

- [27] R.W.P. KING and C.W. HARRISSON. *Antennas and waves*. MIT Press , 1969, Cambridge, Massachussets.
- [28] K. IIZUKA. *An experimental study of the insulated dipole antenna immersed in a conducting medium*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1963, pages 518-531.
- [29] C. ROUSSEY. *Thèse : Modélisation du rayonnement haute fréquence en champ proche de brins métalliques - Application à l'hyperthermie anticancéreuse*. 1986, Université de Nancy 1.
- [30] J.C. BOLOMEY, B.J. COWN, G. FINE and L. JOFRE. *Rapid near-field antenna testing via arrays of modulated scatterin probes*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1988, 36, No. 6.
- [31] J.J.H WANG. *An examination of the theory and practices of planar near-field measurement*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1978, 36, 6.
- [32] L. THOUREL. *Tome 1 : Circuits passifs*. Cepadues, 1988, Toulouse.
- [33] Liang-Chi SHEN. *Theorry of dipole antennas in dissipative media*. Proc. IEE, 1970, 117, No. 1.
- [34] A.J. FENN, H.M. AUMANN and F.G. WILLWERTH. *Linear array characteristics with one-dimensional reactive-region near-field scanning : simulations and measurements*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1991, 39, No. 9.
- [35] A. ANGOT. *Compléments de mathématiques*. Masson, 1987, 6^{ème} édition, Paris.

- [36] L. BOITHIAS. *Propagation des ondes radioélectriques dans l'environnement terrestre*. Dunod , 1984, Paris.
- [37] P.F. COMBES. *Ondes métriques et centimétriques*. Bordas, 1982, Paris.
- [38] R.E. COLLIN, F.Z. ZUCKER. *Antenna theory*. Mac Graw-Hill, 1969, New York.
- [39] D. DOBOS. *Electrochemical data*. Elsevier Scientific Publishing Companys, 1975, page 46, New York.
- [40] G. DUBOST, S. ZISLER. *Antennes à large bande*. Masson , 1976, Paris, chap.1.
- [41] D. HALLIDAY and R. RESNICK. *Physics for Students of Sciences and Engineering*. John Willey - & Sons, 1963, 3^{ème} édition, New York, London, chap. 30.
- [42] A. VON HIPPEL. *Handbook of Physics*. Mac Graw-Hill, 1967, 2^{ème} édition, New York, chap. 7.
- [43] J.B. HOFFMAN and K.R. GRIMM. *Far - field uncertainty due to random near field measurement error*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1988, 36, pages 774-780.
- [44] H. JASIK. *Antenna Engineering Handbook*. Mac Graw-Hill, 1961, New York, chap. 3.
- [45] J.D. KRAUS. *Electromagnetics*. Mac Graw-Hill, 1984 ,3^{ème} édition, New York.
- [46] D.T. PARIS, W.M. LEACH and E.B. JOY. *Basic theory of probe - compensated near field measurements*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1978, AP-26, pages 373-379.

- [47] *Revue des télécommunications*. Alcatel, 2^{ème} trimestre, 1993, Paris.
- [48] R. BADOUAL, R. MARTIN et S. JACQUET. *Les micro-ondes, Tome 1 : Circuits-microrubans-fibres*. Masson , 1993, 2^{ème} édition, Paris.
- [49] J. THUERY. *Les micro-ondes et leurs effets sur la matière*. Technique et Documentation - Lavoisier, 1983, Paris.
- [50] *Techniques de l'Ingenieur*. E 4030, R 1135, R 1145, R 1155.
- [51] Chung-Yu TING. *Infinite cylindrical dielectric coated antenna*. Radio Science, 1967, 2(New series), No. 3.
- [52] A.D. YAGHJIAN. *An overview of near - field antenna measurements*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1986, AP-34, No. 1.
- [53] Y. ZHANG, N.V. DUBAL, R. TAKEMOTO-HAMBLETON and W.T. JOINES. *The determination of the electromagnetic field and SAR pattern of an interstitial applicator in a dissipative dielectric medium*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1988, 36, No.10, pages 1438-1444.
- [54] D.B. MELROSE, R.C. MCPHEDRAN. *Electromagnetic processes in dispersive medium*. 1991, Cambridge University Press.