

juin 2000 6445

N° d'ordre: 2260

# THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

par

Frédéric PEZIN



CONTRIBUTION A L'ETUDE DE COUPLAGES  
ELECTROMAGNETIQUES DANS LE DOMAINE  
MICRO-ONDES AU MOYEN DE LA CHAMBRE  
REVERBERANTE A BRASSAGE DE MODES

Soutenue le 02 Juin 1998, devant la Commission d'Examen

Membres du jury: MM.

P. DEGAUQUE  
D. DE ZUTTER  
A. REINEX  
B. DEMOULIN  
P. KENNIS  
J. CHARTIER  
F. FLOURENS

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Directeur de thèse  
Examineur  
Invité  
Invité

B.U. LILLE 1



D 030 136330 2

*à ma Mère disparue...*

---

## REMERCIEMENTS

---

*Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire de Radiopropagation et Electronique (LRPE) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (USTL) dirigé par Monsieur le Professeur P.DEGAUQUE.*

*Pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, avoir accepté de juger ce travail et assurer la présidence du jury, je prie Monsieur le Professeur P.DEGAUQUE de trouver ici l'expression de ma reconnaissance et de mon plus profond respect.*

*Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur le Professeur B.DEMOULIN qui lors de la direction de cette thèse, a su me prodiguer de précieux conseils tout au long de ce travail et m'a permis ainsi en me faisant partager sa culture scientifique, de mener à son bien cette étude. Qu'il trouve ici l'expression de ma plus vive gratitude.*

*Que Messieurs DE ZUTTER D, Professeur à l'Université de Gand et REINEX A, Chargé de Recherches CNRS et Docteur Habilité à diriger des Recherches à l'IRCOM de Limoges veuillent bien trouver ici même mes plus vifs remerciements pour l'honneur qu'ils me font de juger ce travail et d'assurer la tâche de Rapporteur.*

*Je remercie Monsieur le Professeur KENNIS P., Professeur à l'USTL qui a accepté d'examiner ce travail et de participer au jury.*

*La première partie de cette étude a été menée en collaboration avec le département Electronique du Commissariat à l'Energie Atomique de Bruyère le Chatel. Que Monsieur CHARTIER J., ingénieur CEA/DAM soit assuré de ma profonde reconnaissance pour m'avoir fait part de ses conseils et recommandations au cours des réunions que nous avons eues et avoir accepté de participer à ce jury. Mes remerciements vont aussi à Monsieur FLOURENS F., ingénieur à la société AEROSPATIALE de Toulouse, qui a accepté d'apporter à cette étude un regard industriel en tant qu'invité.*

*Je voudrais tout particulièrement associer à ces remerciements Monsieur KONE L., ingénieur au LRPE, qui par ses nombreux conseil avisés, sa grande expérience et la disponibilité continue dont il a fait preuve, m'a permis de résoudre la majorité des problèmes techniques rencontrés tout au long de ce travail.*

*Je remercie Madame DEMOULIN pour l'aide qu'elle m'a procurée sur le plan informatique et la confiance qu'elle m'a accordée. J'adresse également mes remerciements à Monsieur DEHORTER qui a assuré le travail de reproduction de ce mémoire.*

*Que tous les membres du laboratoire que j'ai côtoyés durant ces années et qui ont contribué à la bonne ambiance dans laquelle ce travail s'est déroulé, trouvent ici l'expression de ma profonde sympathie. Tout particulièrement, je voudrais remercier toutes les personnes qui ont su me témoigner leur amitié lors de la tragique disparition de ma mère. La liste serait trop longue pour que je puisse les citer. Qu'ils trouvent néanmoins l'expression de ma profonde gratitude.*

*Je ne saurais clore ce chapitre de remerciements sans les adresser à ma Mère; décédée au cours de ce travail, à ma soeur et à mon Père, sans lesquels rien n'aurait été possible. Malgré la disparition de ma Mère, ce dernier a su continuer à m'apporter ses précieux conseils et son soutien moral. L'aboutissement de ces longues années d'études n'a pu se faire que grâce à eux.*

*Enfin, Virginie, sache que c'est aussi grâce à ton aide, ta patience et ta présence que ce travail a pu aboutir dans les meilleures conditions. Je voudrais que tu trouves ici l'expression de ma plus profonde affection.*

---

# SOMMAIRE

---

## SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
 <i>CHAPITRE I. CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA SUSCEPTIBILITE D'UNE CARTE DE CIRCUIT IMPRIME. APPLICATION DE LA CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE DE MODES.</i>	
PREFACE .....	6
INTRODUCTION.....	10
I.1.) NAISSANCE D'INTERFERENCES ELECTROMAGNETIQUES SUR LES CIRCUITS IMPRIMES.....	12
I.2.) TECHNOLOGIES DES CIRCUITS IMPRIMES FACE A L'INTERACTION DE CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES HAUTES FREQUENCES. ....	14
I.3.) DEFINITION DE LA SUSCEPTIBILITE D'UNE CARTE DE CIRCUIT IMPRIME.	22
<i>I.3.1.) Description de la chambre réverbérante à brassage de modes.....</i>	<i>22</i>
<i>I.3.2.) Principe de la mesure de la susceptibilité électromagnétique. ....</i>	<i>24</i>
I.4.) JUSTIFICATION DES STRUCTURES RETENUES. ....	27
I.5.) MESURES EN TRANSMISSION.....	31
I.6.) COMPORTEMENT DES DIFFERENTES EPROUVETTES PLACEES A L'INTERIEUR DE LA CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE DE MODES.....	39
<i>I.6.1.) Protocole de mesure.....</i>	<i>39</i>
<i>I.6.2.) Introduction d'une éprouvette de référence. ....</i>	<i>40</i>
<i>I.6.3.) Caractérisation des éprouvettes bifilaires. ....</i>	<i>42</i>

<i>I.6.4.) Essais d'éprouvettes à structure symétrique et microruban. ....</i>	<i>44</i>
<b>I.7.) DEFINITION DE LA NOTION D'EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN CIRCUIT IMPRIME APPLIQUE A DES MESURES EN CHAMBRE REVERBERANTE.....</b>	<b>48</b>
<i>I.7.1.) Comportement de l'efficacité de blindage des éprouvettes microrubans et symétriques.....</i>	<i>51</i>
<i>I.7.2.) Evaluation quantitative de l'effet apporté par le plan de masse.....</i>	<i>54</i>
<i>I.7.3.) Appréciation de la technologie symétrique. ....</i>	<i>57</i>
<b>I.8.) METHODOLOGIE DE LA MESURE DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE EN CHAMBRE ANECHOÏQUE EN VUE D'UNE COMPARAISON AVEC DES MESURES EN CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE DE MODES.....</b>	<b>59</b>
<i>I.8.1.) Positionnement de la chambre réverbérante dans un contexte normatif. ...</i>	<i>59</i>
<i>I.8.2.) Nécessité d'une mesure sous un champ électrique constant.....</i>	<i>60</i>
<i>I.8.3.) Procédure de régulation du champ électrique en chambre anéchoïque. ....</i>	<i>61</i>
<i>I.8.3.1.) Présentation du banc de mesure en chambre anéchoïque.....</i>	<i>61</i>
<i>I.8.3.2.) Calibration du champ électrique parasite.....</i>	<i>63</i>
<i>I.8.4.) Mesure de la puissance induite. Influence de la polarisation. ....</i>	<i>63</i>
<i>I.8.5.) Comparaison avec des mesures effectuées en chambre réverbérante.....</i>	<i>64</i>
<i>I.8.5.1.) Calibration du champ électrique.....</i>	<i>64</i>
<i>I.8.5.2.) Puissance induite sur les éprouvettes expérimentées. ....</i>	<i>66</i>
<i>I.8.5.3.) Comparaison des résultats en terme d'efficacité de blindage. ....</i>	<i>66</i>
<b>CONCLUSIONS.....</b>	<b>70</b>

---

CHAPITRE II. CONTRIBUTION A LA MISE EN EVIDENCE DES MECANISMES DE RAYONNEMENT PRODUITS PAR DES LIGNES DE TRANSMISSION COMPORTANT DES DISCONTINUITES ANGULEUSES.

INTRODUCTION.....	73
II.1.) POSITION DU PROBLEME. ....	75
II.2. NATURE DES SOURCES DE RAYONNEMENT PERTURBATEUR. ....	77
II.2.1.) Cas de la ligne microruban.....	77
II.2.2.) Cas des câbles d'interconnexion.....	79
II.3.) MISE EN EVIDENCE DU RAYONNEMENT D'UNE LIGNE MICRORUBAN PAR LA METHODE DE LA CHAMBRE REVERBERANTE. ....	81
II.3.1. ) Description des éprouvettes de test. ....	81
II.3.2.) Mise en évidence du rayonnement émis par des coudes par une mesure des paramètres [S].....	83
II.3.2.1.) Définitions des paramètres $S_{21}$ et $S_{11}$ .....	83
II.3.2.2.) Banc de mesure des coefficients $S_{21}$ et $S_{11}$ de la matrice [S]. ...	87
II.3.2.3.) Mesure des paramètres $S_{21}$ et $S_{11}$ . ....	88
II.3.3.) Mesures en chambre réverbérante à brassage de modes.....	90
II.3.3.1.) Effet des discontinuités anguleuses.....	90
II.3.3.2.) Evaluation théorique du rayonnement d'une piste rectiligne. ..	94
II.3.3.3.) Mesure de l'efficacité de rayonnement d'une piste rectiligne en chambre réverbérante. ....	106
II.4.) EVALUATION EXPERIMENTALE DE CABLES D'INTERCONNEXION PAR LA METHODE DE LA CHAMBRE REVERBERANTE.....	115
II.4.1.) Conception de deux éprouvettes de test. ....	115
II.4.1.1.) Définition des paramètres électriques et géométriques de la ligne de transmission équivalente.....	116



II.4.1.2.) Description des deux maquettes réalisées.....	117
II.4.1.3.) Passage de la connectique coaxiale à la structure filaire.....	119
II.4.2.) Mesure des paramètres $S_{21}$ et $S_{11}$ .....	120
II.4.3.) Evaluation expérimentale du rayonnement.....	124
II.4.3.1.) Mesure par la chambre anéchoïque.....	124
II.4.3.2.) Méthode de la chambre réverbérante à brassage de modes. ....	128
CONCLUSIONS.....	134

**CHAPITRE III. PROTOCOLE DE MESURE APPLIQUE A LA CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE DE MODES EN VUE D'UNE COMPARAISON AVEC DES MESURES D'EMISSION RAYONNEE EFFECTUEES EN CHAMBRE ANECHOÏQUE BLINDEE.**

INTRODUCTION.....	136
III.1.) POSITION DU PROBLEME. ....	138
III.1.1.) Introduction aux mesures d'émission.....	138
III.1.2.) Méthodes envisageables pour la comparaison des deux techniques de mesure précédentes.....	139
III.2.) DETERMINATION DU RAPPORT ENTRE LA DISTANCE R ET LE COEFFICIENT DE QUALITE Q. ....	142
III.2.1.) Rappels sur les principes physiques de la mesure de la puissance en reçue en chambres anéchoïque et réverbérante.....	142
III.2.2.) Validation expérimentale de la méthode retenue.....	144

III.3.) METHODOLOGIE UTILISEE POUR REALISER L'ETALONNAGE DE LA CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE DE MODES.....	146
III.3.1.) Description de la procédure de test. ....	146
III.3.2.) Choix des différentes des éprouvettes de test.....	149
III.3.3.) Confrontation des résultats obtenus et déduction du facteur d'étalonnage pour la distance de 3 mètres. ....	155
III.3.4.) Validation de la méthode pour une distance de 1 mètre.....	161
III.3.5.) Application de la méthode d'étalonnage à la caractérisation d'éprouvettes complexes.....	164
CONCLUSIONS.....	170
CONCLUSION GENERALE.....	171
BIBLIOGRAPHIE.....	173
BIBLIOGRAPHIE DE L'AUTEUR.....	178
ANNEXES	

---

# INTRODUCTION GENERALE

---

La réalisation de ce travail doctoral s'est effectuée au sein du Laboratoire de Radiopropagation et Electronique (L.R.P.E.) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille et plus particulièrement dans l'équipe Compatibilité Electromagnétique ou CEM. Ce travail a fait l'objet d'études contractuelles, avec le département "Electronique " du Commissariat à l'Energie Atomique (C.E.A) de Bruyère le Chatel dans un premier temps puis avec le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (M.E.S.R) appuyé par une collaboration avec l'équipe "Electromagnétisme" de l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Micro-ondes (I.R.C.O.M.) de Limoges.

La compatibilité électromagnétique est un sujet qui a connu une croissance continue depuis plusieurs années et qui a pris notamment depuis 1996 avec la directive européenne 89/336/CEE, une importance de tout premier plan. Aujourd'hui, pour pénétrer le marché européen, tous les appareils électriques et électroniques ainsi que les équipements et installations qui contiennent des composants électriques et / ou électroniques susceptibles de créer des perturbations électromagnétiques, ou dont le fonctionnement est susceptible d'être affecté par ces perturbations, sont concernés par cette directive. La procédure consiste à vérifier si un équipement donné satisfait aux critères CEM prescrits par des normes internationales. Les procédures d'essais peuvent se révéler longues et coûteuses financièrement pour une entreprise. Aussi, la recherche de nouveaux moyens d'essai plus adaptés semble être une voie intéressante à explorer. C'est dans cette direction qu'est orienté notre travail doctoral et plus particulièrement autour de la technique de la chambre réverbérante à brasseur de modes qui est tout à fait destinée aux mesures praticables aux fréquences proches et supérieures au GHz.

Ce choix peut se justifier aisément devant l'émergence de la téléphonie cellulaire 900 MHz et 1800 MHz ainsi que par la naissance de toute une classe de sources perturbatrices nouvelles que sont les cinémomètres à effet Doppler 10 GHz et 20 GHz par exemple. De par son principe physique, cette technique repose sur l'utilisation de cavités électromagnétiques surdimensionnée par rapport à la longueur d'onde; ce qui permet à priori de satisfaire une illumination isotrope. Contrairement à la technique de la chambre anéchoïque blindée, elle ne nécessite donc pas de rotation de l'objet. Elle pourrait ainsi apporter des conditions de temps d'exécution des essais et de reproductibilité performantes.

De précédents travaux menés au sein du laboratoire ont porté dans un premier temps, sur la caractérisation des propriétés électromagnétiques d'une telle enceinte, puis sur la faisabilité d'essais de susceptibilité électromagnétique d'équipements électroniques. Dans un deuxième temps, ces derniers se sont orientés

sur la technique du brassage électronique de modes; rappelons qu'à l'origine le brassage est réalisé mécaniquement, puis sur le comportement d'antennes immergées à l'intérieur d'une telle chambre. Notre travail fait suite à ces recherches où nous nous sommes exclusivement intéressés par la voie expérimentale, à démontrer les possibilités de cette technique pour l'étude de couplages particuliers intervenant dans le domaine micro onde. .

Le premier chapitre de la thèse s'adresse à la caractérisation des cartes de circuits imprimés. La diversité des technologies mises en oeuvre pour réaliser des cartes, ajoutée à la complexité de leur géométrie, fait qu'il est extrêmement difficile de prévoir l'amplitude des parasites qui y sont induits par des champs électromagnétiques extérieurs.

Cet argument est encore d'avantage vérifié lorsque ces phénomènes perturbateurs ont des fréquences telles que des résonances entrent en jeu sur les pistes des circuits. La gamme que nous allons appeler par la suite micro-onde et que l'on considère pour le cadre de la thèse s'étendant de 500 MHz à 10 GHz est pleinement concernée par ces phénomènes. Aux mécanismes de résonance s'ajoute la directivité électromagnétique des cartes, qui aux fréquences considérées, devient tout à fait imprévisible. A ces phénomènes intrinsèques aux cartes, se superposent d'autres sources de couplages électromagnétiques qui donnent naissance à des parasites induits par mode commun, dont l'influence est de plus en plus sensible au fur et à mesure que la fréquence du perturbateur s'accroît.

C'est dans le but d'entreprendre une classification de ces phénomènes qu'ont été entreprises des expériences mettant en oeuvre une chambre réverbérante à brasseur de modes.

Ce choix se justifie pour trois raisons. Comme il a été dit précédemment, la chambre à brassage de modes est destinée aux mesures dans le domaine micro-onde. A cet avantage, s'ajoute le fait que les objets qui y sont testés, sont insensibles à leur directivité électromagnétique. Puis, intervient un autre argument qui traduit le fait qu'un essai en chambre réverbérante est basé sur la recherche d'une condition d'amplitude maximale. Sous cette condition, on peut donc introduire le déclenchement de mécanismes de résonance.

C'est pour analyser avec le plus d'objectivité possible ces couplages qu'ont été construites des éprouvettes de conception volontairement simple. Ainsi les éprouvettes de référence seront de deux types. Une simple piste au dessus d'un substrat diélectrique ainsi qu'une piste au dessus d'un plan de masse formant une structure microruban. Interviendront ensuite d'autres structures décrites au cours de ce chapitre sur lesquelles nous tenterons de produire des résonances propres ou au contraire, des atténuations de couplage en fonction du rapport géométrique entre la largeur des pistes et de la largeur du plan de masse qui leur est adossé.

Ces résultats de mesure exprimés en terme d'atténuation de couplage rapportés à l'éprouvette de référence se révéleront très instructifs sur le plan des interprétations phénoménologiques qui seront proposées.

Le second chapitre concerne les émissions rayonnées soupçonnées provenir de discontinuités géométriques de lignes de transmission. Dans une première partie, l'étude est menée sur des pistes de circuits imprimés disposées à angle droit. Après avoir défini deux éprouvettes de test, nous montrons qu'une mesure d'atténuation en ligne peut être rattachée à un rayonnement de la structure. La difficulté liée à la mise en évidence de ce phénomène par une mesure directe de la puissance à l'intérieur d'une chambre anéchoïque, nous conduit à utiliser les propriétés de la chambre réverbérante qui nous permettra de prouver l'existence de ce rayonnement. La recherche de ce phénomène sur des structures de plus grandes dimensions, formées par exemple d'un câble métallique reliant deux systèmes et placé au dessus d'un plan de masse, nous pousse, après avoir réalisé deux éprouvettes représentatives de cette structure, à appliquer la même méthode. De nouveau, nous parviendrons à montrer le lien entre l'atténuation en ligne et le rayonnement provoqué par les discontinuités. Des expériences menés en chambre anéchoïque, appuyées par les simulations numériques réalisées par l'IRCOM, vont révéler la difficulté à interpréter le résultat donné par ce moyen d'essai classique. Ceci va donc justifier l'usage de la chambre réverbérante, à condition toutefois d'aménager la gestion des mesures au moyen d'une approche statistique que nous expérimentons à l'issue de ce chapitre.

Le troisième chapitre venant conclure notre travail est consacré exclusivement aux possibilités de la chambre réverbérante pour pratiquer des essais d'émission rayonnée. Nous proposons un protocole de mesure appliqué à la chambre réverbérante en vue d'une comparaison avec des tests équivalents d'émission rayonnée réalisés en chambre anéchoïque. Après avoir retenu plusieurs échantillons de conception volontairement simplistes dans un premier temps, nous relient la mesure par un facteur de correspondance qui nous permet de convertir mutuellement les deux procédures d'essai. La définition d'éprouvettes plus complexes autorise dans un deuxième temps une généralisation de ce protocole de mesure. Les données recueillies au cours de ce troisième chapitre apportent donc des informations quantitatives sur le potentiel de la chambre réverbérante à brassage de modes en vue de l'estimation de phénomènes radiatifs.

---

## CHAPITRE I

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA  
SUSCEPTIBILITE D'UNE CARTE DE  
CIRCUIT IMPRIME. APPLICATION DE LA  
CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE  
DE MODES.

---

## SOMMAIRE

PREFACE .....	6
INTRODUCTION.....	10
I.1.) NAISSANCE D'INTERFERENCES ELECTROMAGNETIQUES SUR LES CIRCUITS IMPRIMES.....	12
I.2.) TECHNOLOGIES DES CIRCUITS IMPRIMES FACE A L'INTERACTION DE CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES HAUTES FREQUENCES. ....	14
I.3.) DEFINITION DE LA SUSCEPTIBILITE D'UNE CARTE DE CIRCUIT IMPRIME.	22
I.3.1.) <i>Description de la chambre réverbérante à brassage de modes.....</i>	22
I.3.2.) <i>Principe de la mesure de la susceptibilité électromagnétique. ....</i>	24
I.4.) JUSTIFICATION DES STRUCTURES RETENUES. ....	27
I.5.) MESURES EN TRANSMISSION.....	31
I.6.) COMPORTEMENT DES DIFFERENTES EPROUVETTES PLACEES A L'INTERIEUR DE LA CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE DE MODES.....	39
I.6.1.) <i>Protocole de mesure.....</i>	39
I.6.2.) <i>Introduction d'une éprouvette de référence. ....</i>	40
I.6.3.) <i>Caractérisation des éprouvettes bifilaires. ....</i>	42
I.6.4.) <i>Essais d'éprouvettes à structure symétrique et microruban. ....</i>	44
I.7.) DEFINITION DE LA NOTION D'EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN CIRCUIT IMPRIME APPLIQUE A DES MESURES EN CHAMBRE REVERBERANTE.....	48
I.7.1.) <i>Comportement de l'efficacité de blindage des éprouvettes microrubans et symétriques.....</i>	51

---



I.7.2.)	<i>Evaluation quantitative de l'effet apporté par le plan de masse.....</i>	<i>54</i>
I.7.3.)	<i>Appréciation de la technologie symétrique. ....</i>	<i>57</i>
I.8.)	<b>METHODOLOGIE DE LA MESURE DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE EN CHAMBRE ANECHOÏQUE EN VUE D'UNE COMPARAISON AVEC DES MESURES EN CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE DE MODES.....</b>	<b>59</b>
I.8.1.)	<i>Positionnement de la chambre réverbérante dans un contexte normatif.</i>	<i>59</i>
I.8.2.)	<i>Nécessité d'une mesure sous un champ électrique constant.....</i>	<i>60</i>
I.8.3.)	<i>Procédure de régulation du champ électrique en chambre anéchoïque. ..</i>	<i>61</i>
I.8.3.1.)	<i>Présentation du banc de mesure en chambre anéchoïque.....</i>	<i>61</i>
I.8.3.2.)	<i>Calibration du champ électrique parasite.....</i>	<i>63</i>
I.8.4.)	<i>Mesure de la puissance induite. Influence de la polarisation.....</i>	<i>63</i>
I.8.5.)	<i>Comparaison avec des mesures effectuées en chambre réverbérante.....</i>	<i>64</i>
I.8.5.1.)	<i>Calibration du champ électrique.....</i>	<i>64</i>
I.8.5.2.)	<i>Puissance induite sur les éprouvettes expérimentées.....</i>	<i>66</i>
I.8.5.3.)	<i>Comparaison des résultats en terme d'efficacité de blindage. ....</i>	<i>66</i>
	<b>CONCLUSIONS.....</b>	<b>70</b>

---

## Préface

En quoi la susceptibilité électromagnétique d'une carte de circuit imprimé est - elle devenue depuis plusieurs années un sujet de préoccupation dans le domaine de la compatibilité électromagnétique. Pour répondre à cette question, intéressons nous aux raisons qui ont conduit au développement sans cesse croissant des communications micro-ondes depuis le début de ce siècle.

### *Caractérisation des ondes hyperfréquences ou micro-ondes.*

Dés l'antiquité, philosophes et savants se sont interrogés sur la nature de la lumière. Si cette dernière est très tôt assimilée à un mouvement de particules - Démocrite 460-370 av. JC et Aristote 385-322 av. JC ou encore Platon et Euclide - l'idée de la nature ondulatoire de la lumière est clairement affirmée pour la première fois au 13ème siècle par Grossvetes et Bacon. Huygens (1629-1695) établie une théorie ondulatoire de la lumière. Cette théorie se développe (Young - Fresnel) mais il faudra attendre 1873 pour que Maxwell (1831-1879) élabore la théorie des ondes électromagnétiques, englobant en autre la lumière. Pratiquement, Hertz en 1887 fut la premier à produire des ondes électromagnétiques grâce à un circuit oscillant; montrant de ce fait que celles ci ont les propriétés de la lumière. Une onde électromagnétique possède une double périodicité:

⇒ temporelle , de période T

⇒ spatiale , de période  $\lambda$ , encore appelée longueur d'onde. Ce terme se définit dans l'air par la relation suivante.

$$\lambda = c_0.T = \frac{c_0}{f}$$

où  $c_0$  est la vitesse de la lumière dans l'air, soit  $3.10^8$  m/s.  
 $f$  est la fréquence de l'onde en Hertz (Hz).

Le spectre des ondes électromagnétiques est étendue. Il couvre usuellement les longueurs d'onde allant de  $\lambda=3$  km à  $\lambda=0,1$  nm, ce qui correspond à des fréquences de 100 KHz à  $3.10^{18}$  Hz. Ce dernier enveloppe donc la gamme des ondes hertziennes, les micro-ondes, les infrarouges jusqu'au rayonnement  $\gamma$  (gamma). Les applications industrielles sont nombreuses. Elles rassemblent la radiodiffusion courtes, moyennes et grandes ondes pour les premières fréquences du spectre, les télécommunications, le chauffage ou bien encore le radar pour les micro-ondes pour se terminer aux très hautes

fréquences par la gammagraphie, la scintigraphie pour la monde médicale ou encore la spectroscopie pour l'astronomie.

Dans cette bande importante, il en est une qui s'étend communément de quelques centaines de MHz, autour de 300 - 400 MHz jusqu'à 300 GHz; appelée communément la bande hyperfréquence ou micro-onde. Cette gamme de fréquence couvre depuis des années de plus en plus d'applications, notamment dans le domaine de la micro-électronique et des télécommunications. On peut s'en demander la raison!

Rappelons en premier lieu que pour les signaux hyperfréquences, la longueur d'onde se situe entre 1m et 1 mm. Elle est donc du même ordre de grandeur que les éléments qui la génère. Les éléments ne peuvent donc plus être considérés comme ponctuels. Il est alors nécessaire de considérer complètement les champs électrique et magnétique définis par le modèle de Maxwell.

L'unique domaine comparable à celui des hyperfréquences est l'acoustique. Effectivement, comme la vitesse du son dans l'air est approximativement égale à 300 m/s; les longueurs d'onde situées entre 1m et 1mm correspondent en acoustique à la bande de fréquences allant de 300 Hz à 300 KHz. C'est précisément dans cette bande que se situent aussi les principales sources acoustiques, en particulier la voix et la musique. Il existe donc une similitude entre ces deux domaines puisque les longueurs d'onde des signaux sont du même ordre de grandeur que les dimensions des éléments employés pour les produire.

Quelles sont les principales propriétés de ces ondes?

- Les besoins croissants de canaux de télécommunications favorisent de par leur grande bande passante l'emploi des ondes hyperfréquences. Le débit d'information qui peut être transmis sur un canal étant directement proportionnel à la bande passante de ce dernier, un simple calcul montre que le spectre s'étendant de 300 MHz à 300 GHz permet d'acheminer 999 fois plus d'informations en un temps donné que toutes les bandes situées en dessous de 300 MHz.

- La propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur de la couche ionosphérique ; englobant la terre à des altitudes comprises entre 50 et 10000 km est similaire à celle dans un guide d'ondes. Les signaux de fréquences

inférieurs à environ quelques dizaines de MHz sont partiellement ou totalement réfléchis; ce qui permet de réaliser des liaisons à réflexions multiples en ondes courtes. Les signaux hyperfréquences situés bien au delà de la fréquence de coupure due à l'ionosphère ne sont pratiquement pas affectés tant que leurs amplitudes restent faibles. Ils sont donc utilisés pour les télécommunications par satellite et dans le domaine de la radioastronomie. La transparence partielle de l'atmosphère va favoriser l'emploi des signaux hyperfréquences, notamment les signaux de fréquence inférieurs à 10 GHz. Au delà, ces derniers vont être soumis à plusieurs effets indésirables comme l'absorption, la dépolarisation ou encore le scintillement.

- La puissance de bruit que capte une antenne pointée vers le ciel en l'absence de signal possède un minimum relativement plat dans la bande située entre 1 GHz et 10 GHz. Dans cette bande, on peut pratiquement détecter les signaux de plus faibles amplitudes et donc disposer des récepteurs les plus sensibles.

- La directivité des antennes est un paramètre essentiel pour les faisceaux hertziens et le radar où un faisceau étroit est indispensable pour transmettre un signal d'un point à un autre. Si on ne peut disposer d'antennes de grandes dimensions, l'utilisation d'un signal de très haute fréquence permettra de contourner cette difficulté. Les ondes hyperfréquences vont donc tout à fait convenir à ce type d'application.

On peut encore citer les propriétés particulières de ces ondes au niveau de l'interaction avec la matière qui a vu se développer un grand nombre d'applications industrielles que sont le chauffage par micro-onde employé pour la cuisson d'aliments, le séchage et le traitement thermique de matériaux ou encore le traitement médical de nombreuses maladies par diathermie.

Ces quelques propriétés permettent d'analyser précisément les raisons qui ont poussé les chercheurs et les industriels à concevoir des systèmes fonctionnant à des fréquences toujours plus hautes.

### *Du guide d'ondes aux circuits planaires...*

Les guides d'ondes ont constitué un des principaux moyens de transmission des ondes hyperfréquences. Leur première utilisation date de 1894 où un anglais Sir Oliver Lodge entourant un générateur à étincelles d'un tuyau métallique constate que le rayonnement émis possède des propriétés directives particulières.

Le développement des radars vers 1940 a fortement contribué à l'essor des premiers générateurs hyperfréquences. Les tubes à vide existant à cette époque ne permettaient pas de fournir une puissance suffisante pour effectuer des mesures de détections précises. C'est alors que fut inventé le magnétron reposant sur le principe des tubes à champs croisés. En intervenant sur la modulation de la vitesse d'un faisceau d'électrons, une autre famille de tubes virent le jour comme le klystron en 1955, suivi du carcotron ou encore des tubes à ondes progressives. L'intérêt des systèmes actifs à semi-conducteurs n'est apparu que dans les années 60 avec la découverte de la diode Gunn par J.B.Gunn en 1963 et la diode à avalanche et temps de transit en 1967. Vers la fin des années 70, l'apparition des transistors bipolaire et MESFET placent ces derniers au premier plan des éléments constituant le générateur hyperfréquence de demain.

Grâce aux progrès considérables des composants micro-ondes à l'état solide, le besoin d'intégration ne s'est sans cesse accru; orientant de ce fait de plus en plus les circuits micro-ondes au niveau hybride; bien qu'à l'heure actuelle la recherche et le développement des circuits MMIC ("Microwave Monolithic Integrated Circuit") soient en pleine croissance. La nécessité d'intégration des circuits a concouru au développement des circuits planaires. Face à leurs homologues en guides d'ondes, leur utilisation est aussi beaucoup plus aisée.

## *Introduction.*

Le développement sans cesse croissant des communications entre mobiles par voie hertzienne ainsi que la libération de fréquences supérieures du spectre ont contribué au développement de nouvelles sources de pollutions électromagnétiques. Une des premières caractéristiques de ces sources est la génération de signaux harmoniques de fréquence souvent supérieure à 500 MHz. Si on essaie de quantifier le seuil de pollution électromagnétique, il est d'usage de parler du champ électrique  $E$ . Au dessus de 100 MHz, il est à noter par ailleurs qu'une ambiance de 1 V/m est parfois suffisante pour mettre en défaut une électronique insuffisamment protégée. Or, il est courant aujourd'hui de rencontrer des champs supérieurs à cette valeur à des distances faibles de ces sources. En effet, des champs de l'ordre de 2 V/m voir supérieurs, peuvent être produits à moins de un mètre d'un téléphone cellulaire.

Assurer la protection des signaux qui vont être véhiculés sur des pistes de circuit imprimé alimentant de multiples composants, prend tout son sens quand ces dernières évoluent dans de tels environnements.

Pour caractériser la nature des couplages haute fréquence qui peuvent prendre naissance sur de telles structures, l'objet de la compatibilité électromagnétique; plus conventionnellement dénotée sous le sigle CEM, va porter sur l'analyse des phénomènes mis en jeu et sur les méthodes qui permettent d'évaluer la sensibilité d'un dispositif quelconque. Pour atteindre la gamme de fréquence voisine de 1 GHz et plus particulièrement la gamme des micro ondes, la technique utilisée consiste à introduire la piste de circuit imprimé à l'intérieur d'une chambre anéchoïque blindée et à procéder par illumination électromagnétique. Néanmoins, cette technique pose des problèmes de reproductibilité; l'objet tout comme l'antenne d'émission devenant anisotropes sur le plan de leur comportement électromagnétique. Une solution visant à contourner cette difficulté consiste à envisager de nombreuses orientations de l'objet sous test, pour déceler les conditions d'illumination les plus défavorables. Le temps des essais nécessaire à ces opérations est alors important. De plus, la difficulté à générer des champs électriques suffisants à ces gammes de fréquences en regard des dispositions imposées par les normes, amène un investissement lourd au niveau matériels, ce qui de surcroît peut pénaliser ce moyen d'essai.

Une solution alternative consiste à faire usage d'une chambre réverbérante à brassage de modes qui peut produire une illumination isotrope. Cette

technique de mesure issue de travaux menés par des spécialistes du National Institute of Standards and Technology (NIST) et des ingénieurs italiens en 1980 repose sur le principe d'une cavité électromagnétique surdimensionnée par rapport à la longueur d'onde. Les propriétés électromagnétiques des objets placés à l'intérieur deviennent alors isotropes; il n'est plus nécessaire de procéder à une rotation de l'objet et elle offre de plus des avantages économiques et de reproductibilité.

Après avoir présenté les différents modes de couplages pouvant intervenir sur une piste de circuit imprimé et décrit les technologies les plus utilisées dans le domaine des micro ondes, la première partie de ce chapitre va consister à définir le critère adopté de susceptibilité d'une carte de circuit imprimé. Nous proposerons ensuite une définition du critère de transparence électromagnétique.

La seconde partie consistera à définir quelques structures expérimentales, toutes représentatives d'une technologie où des phénomènes électromagnétiques singuliers peuvent se manifester. Nous nous attacherons alors à caractériser le comportement de ces dernières par des mesures de paramètres  $[S]$  qui vont nous permettre de savoir dans un premier temps, si ces dernières peuvent s'assimiler à de réelles lignes de transmission, puis dans un deuxième temps, de mettre en évidence l'action de défauts d'uniformité.

La troisième partie concernera à proprement dit les essais menés en chambre réverbérante ou après avoir pratiqué des mesures en absolu, nous nous efforcerons de proposer une structure de référence qui nous permettra par des mesures relatives, de retrouver, en caractérisant les modes de couplages susceptibles d'intervenir, l'effet des critères géométriques et technologiques initialement retenus.

En dernier lieu, nous mènerons des mesures d'efficacité de blindage en chambre anéchoïque blindée de manière à comparer les résultats obtenus avec des mesures réalisées en chambre réverbérante à brassage de modes. En particulier, nous insisterons sur la nécessité d'établir ces mesures sous un champ électrique constant et montrerons que l'effet de la polarisation en chambre anéchoïque peut amener des fluctuations d'amplitude importantes, fortement réduites en chambre réverbérante par le protocole de la mesure visant à rechercher le maximum de la puissance induite.

### *I.1.) Naissance d'interférences électromagnétiques sur les circuits imprimés.*

Les circuits intégrés micro-ondes sont devenus les circuits les plus utilisés pour réaliser des dispositifs hautes fréquences bas niveau. Leur fréquence de fonctionnement connaît une évolution sans cesse croissante; citons à titre d'exemple les progrès actuels au niveau technologique permettant d'obtenir des vitesses de fonctionnement de l'ordre de la picoseconde. Compte tenu des sévères contraintes d'encombrement, de poids ou de consommation imposées tant par le domaine spatial que par celui des transports et des télécommunications, la densité d'intégration des composants actifs ne cesse d'augmenter en parallèle.

Ces signaux rapides constituent des sources de pollution électromagnétiques nouvelles. C'est notamment le cas des signaux d'horloge des signaux numériques, considérés comme une des sources de perturbation la plus néfaste. Revenons sur les phénomènes qui peuvent prendre naissance sur un circuit imprimé.

Deux sources principales sont responsables des dysfonctionnements possibles:

- l'émission dite de mode différentiel.
- l'émission dite de mode commun.

- L'émission en mode différentiel est due à la circulation du courant dans les boucles inhérentes apportées par l'interconnexion des composants entre eux via les pistes du circuit imprimé. Ces boucles jouent ainsi le rôle de petites antennes magnétiques. Bien qu'il soit impossible de les éliminer, leur taille et donc la surface qu'elles représentent doit être correctement appréhendée.

- L'émission en mode commun est sans aucun doute le perturbateur le plus pénalisant[1]. Quoique ces courants puissent être d'amplitude plus faible, leur effet est par contre cumulatif. Sur un circuit imprimé, ce courant de mode commun est le résultat de chutes de tension indésirables qui amènent certains éléments du circuit à être à un potentiel dit de " mode commun " supérieur à celui de la référence de masse. De ce fait, si certains composants doivent se trouver au potentiel de la masse, ils vont se situer à un potentiel de référence plus élevé; l'équipotentialité du circuit ne sera plus assurée. Si on relie ensuite le circuit au monde extérieur par l'intermédiaire de câbles externes, ces



derniers vont être portés à ce potentiel de mode commun et vont se comporter en définitif comme des antennes électriques rayonnantes[2].

Ces deux types de sources internes seront à l'origine de couplages, par conduction si les câbles qui relient ces circuits sont perturbés ou par rayonnement si au contraire le champ électromagnétique se propage dans l'espace. Ce rayonnement peut s'avérer très nuisible pour les cartes d'un système voisin puisque ces dernières subiront l'action de ces champs externes. Il faut aussi ajouter d'autres sources supplémentaires telles que celles provenant des discontinuités provoquées au sein du circuit. Ces dernières sont d'une part produites par une géométrie des pistes inadaptée. En effet, il faut éviter de provoquer par exemple des changements de direction francs (coudes à angle droit) qui amèneront des ruptures d'impédance de type capacitive.

Elles interviennent d'autre part lors de désadaptations du circuit dues aux impédances de charge présentées en extrémité. Cette discontinuité de type électrique se produit surtout au niveau des circuits numériques qui commutent avec des temps de montée très rapide. Des déformations au niveau du signal peuvent se produire si le temps de propagation n'est plus négligeable devant le temps de montée du signal.

En contre partie, l'utilisation croissante de cette électronique bas niveau amène les circuits à devenir de plus en plus sensible à l'action des différentes sources électromagnétiques externes. Si on regarde plus précisément le développement récent des télécommunications entre mobile par voie hertzienne, on a pu se rendre compte que l'une des caractéristiques principales des sources employées était la génération de signaux harmoniques de fréquence souvent supérieure à 500 MHz. Les champs électromagnétiques qui sont alors rencontrés à proximité de ces émetteurs peuvent atteindre des amplitudes de champ électrique évoluant de 3 à 10 V/m. L'analyse de leurs actions prend tout son sens quand on s'intéresse à l'intégrité des signaux véhiculés sur les pistes d'un circuit imprimé.

En effet, des signaux induits peuvent à ce moment-là excéder certains seuils de sensibilité et produire des dysfonctionnements graves au niveau des composants actifs présents sur la carte. Assurer cette intégrité, c'est en particulier se pencher sur la notion de susceptibilité d'une telle carte.

## *I.2.) Technologies des circuits imprimés face à l'interaction de champs électromagnétiques hautes fréquences.*

L'effet d'un champ électromagnétique perturbateur est double puisque ce dernier est composé avant tout d'un champ électrique et d'un champ magnétique. Le champ électrique est créé par une différence de potentiel entre deux points de l'espace et a pour principal effet d'induire un courant sur les fils ou pistes parallèles aux lignes de champ.

A l'opposé, un champ magnétique est quand à lui généré par une circulation de courant et a pour effet d'induire une différence de potentiel dans les boucles existantes sur le circuit et perpendiculaires aux lignes de ce champ.

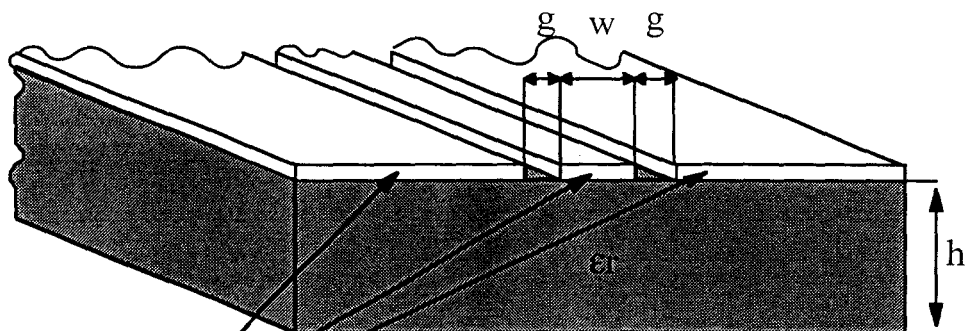
Le couplage au champ électrique est difficile à évaluer dans le sens où le champ électrique haute fréquence subit en général un grand nombre de réflexions provoquant des zones où le niveau peut devenir bien plus important que le niveau nominal.

Les composants connectés sur la carte peuvent aussi collecter directement un courant perturbateur haute fréquence et son niveau peut alors être suffisant pour perturber les circuits électroniques.

Les circuits imprimés sont des circuits planaires. Ils désignent un assemblage de conducteurs déposés sur l'une ou les deux faces d'une plaque de support isolant qui est usuellement un diélectrique.

En haute fréquence, cet ensemble va former une ou plusieurs lignes de transmission dont les propriétés électriques vont dépendre des dimensions et de la permittivité du substrat diélectrique.

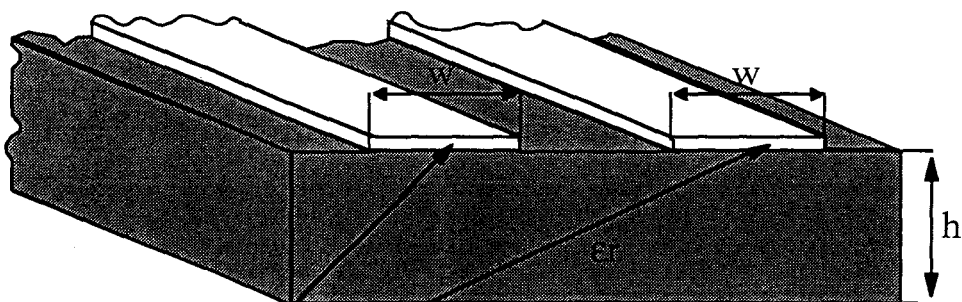
Pour les circuits simple face, la disposition des pistes forme principalement des lignes coplanaires dont une représentation est figurée ci dessous:



Rubans conducteurs

Figure I.1. Ligne ou guide d'ondes coplanaire.

Une autre représentation possible et plus conventionnelle est la ligne de transmission coplanaire, présentée Figure I.2.



Rubans conducteurs

Figure I.2. Ligne de transmission coplanaire.

Il s'agit d'une structure introduite en 1969 pour laquelle un ruban conducteur ou les deux rubans adjacents sont mis à la masse (piste 0 V); le signal se propageant sur l'autre ruban ou le ruban central.

Le couplage par champ électrique n'étant ni plus ni moins qu'un couplage par capacité parasite (les pistes sont soumises à une différence de potentiel par rapport au châssis donc à un champ électrique); limiter le couplage champ à piste revient à limiter la surface équivalente des pistes, les plus critiques étant

celles situées en bord de cartes. C'est en cela que la ligne de type coplanaire permet d'éviter cette configuration.

Pour limiter cet effet de bord, la meilleure solution est de disposer d'une piste au 0 V contournant la carte. La largeur de cet anneau ainsi réalisé doit être suffisante pour que les lignes de champ n'aillent sur les pistes situées près du bord de carte.

Une deuxième solution consiste à rendre la carte la plus opaque possible puisque la surface équivalente des pistes donc leur capacité parasite est directement liée à cette opacité. Il convient donc de remplir toutes les zones libres de métal réalisant de ce fait des zones de masse qui contribuent en partie à l'équipotentialité globale de la carte. Néanmoins, ces plans risquent de présenter des fentes qui contribuent à augmenter son impédance et donc le couplage par impédance commune. Effectivement, comme l'impédance d'un conducteur n'est jamais nulle, la circulation d'un courant va entraîner une différence de potentiel à ses extrémités.

Une alternative classique à ces différents problèmes est l'utilisation d'un plan de masse déposé sur l'autre face du circuit. Ce dernier va ainsi comporter deux couches et le plan va permettre de réduire de manière importante le couplage champ à carte puisqu'il va diminuer au maximum la surface des boucles et également présenter un effet de blindage vis à vis des perturbations extérieures.

Ce dernier point peut trouver une explication par l'application de la théorie des images. Un champ électromagnétique qui va illuminer une piste va y induire deux types de couplages; il en résultera la génération de courants induits que l'on peut subdiviser en deux composantes:

- les courants de modes commun.
- les courants de mode différentiel.

Le premier type de couplage fait que la structure va plutôt se comporter comme un monopole électrique, le second fera que cette dernière se comportera comme une ligne de transmission.

On peut donc représenter ces phénomènes selon la Figure I.3.

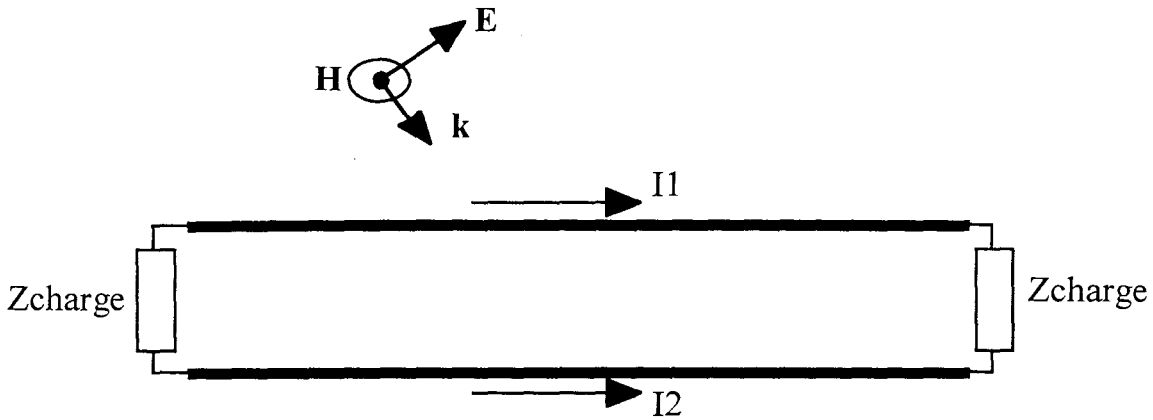


Figure I.3. Génération de courants induits.

Ces courants se subdivisent en deux composantes:

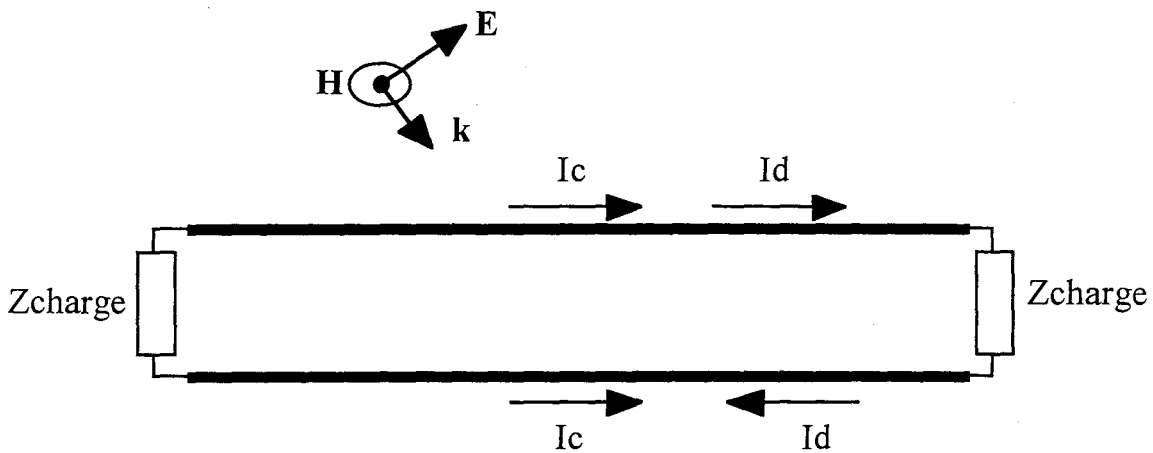


Figure I.4. Décomposition des courants induits  $I_1$  et  $I_2$ .

Par l'ajout d'un plan de masse, le courant de mode commun est fortement minimisé. Il vient que la puissance induite s'en trouvera aussi réduite. La structure ainsi réalisée constitue une ligne plus communément appelée "ligne microruban" ou "microstrip" en terminologie anglo-saxonne [3]. Une coupe transversale est présentée Figure I.5.

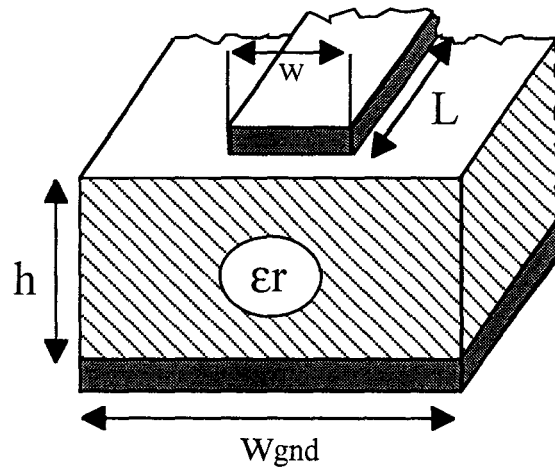


Figure I 5. Coupe transversale d'une ligne microruban.

Sa principale propriété électrique vient de son caractère inhomogène du fait que les lignes de champ existantes entre la ligne et le plan de masse ne sont pas entièrement contenues dans le substrat. Un mode T.E.M ne peut donc se propager; le mode de propagation dominant est hybride, mais compte tenu de la faible amplitude des composantes  $E_z$  et  $H_z$ , on fera souvent l'approximation quasi-T.E.M. et on traitera la ligne comme une ligne de transmission.

C'est une propriété importante si on veut limiter le rayonnement de la ligne et assurer une bonne propagation des signaux; notamment au niveau des circuits numériques. En effet, si on bénéficie du caractère ligne de transmission, compte tenu de la faible distance séparant les conducteurs, le rayonnement dans l'espace doit être inexistant.

Le dernier avantage de cette structure concerne la maîtrise de la valeur de l'impédance caractéristique ( $Z_c$ ) de la ligne. Afin de réduire le plus possible la déformation des signaux, il convient comme il a été évoqué précédemment de maîtriser ce paramètre pour éviter les défauts de désadaptation lors de l'interconnexion de la ligne à son milieu extérieur. La structure microruban permet ainsi d'obtenir une large gamme de valeur de  $Z_c$  (entre  $20 \Omega$  et  $150 \Omega$  environ). Cette valeur peut se déterminer par une approche analytique. Hammerstad[4] a établi des formules permettant une détermination de  $Z_c$  avec une erreur inférieure à 1 % quand le rapport entre la largeur de la piste ( $w$ ) et la hauteur du substrat diélectrique ( $h$ ) est compris entre 0,05 et 20[Annexe 1]. Il est à noter que si on cherche à limiter le rayonnement procuré par ce type de ligne, inhérent puisqu'il s'agit néanmoins d'une structure ouverte, l'usage de substrats diélectriques à haute permittivité ( $\epsilon_r$ ) ou de très faible épaisseur est recommandé.

L'effet de blindage apporté par le plan de masse peut également être utilisé dans le cas de circuits simple face. Sur ces cartes, les boucles vont se retrouver dans le plan de la carte; elles vont donc être sensibles à la composante de champ magnétique perpendiculaire. En plaçant un plan côté composants, on vient protéger les pistes en annulant les composantes de champ critiques pour les conducteurs.

Lors de réalisations de circuits multicouches, la configuration que l'on va obtenir se rapproche de la structure "stripline". On obtient en effet une structure à deux conducteurs comme le montre la Figure I.6:

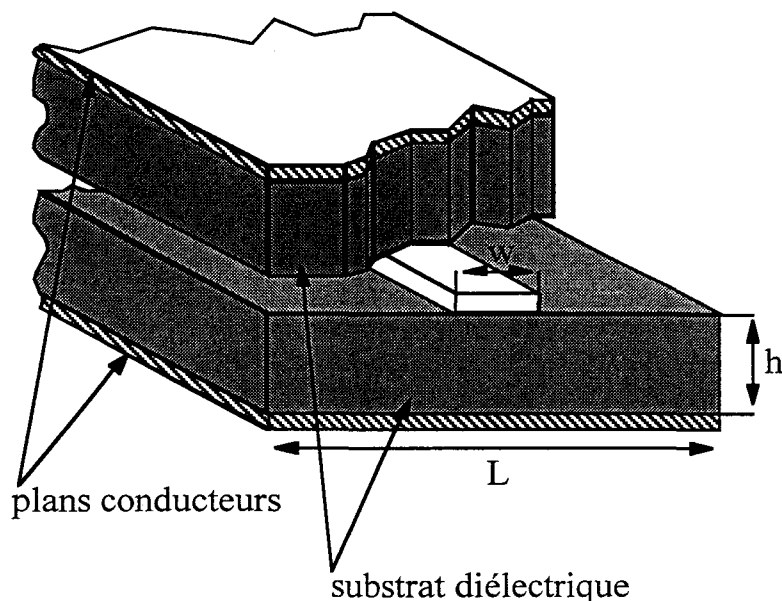


Figure I.6. Ligne stripline.

La propagation dans ce cas est exclusivement T.E.M., mais la largeur  $L$  du substrat doit être suffisamment large pour que les lignes de champ puissent se refermer comme le montre la Figure I.7.

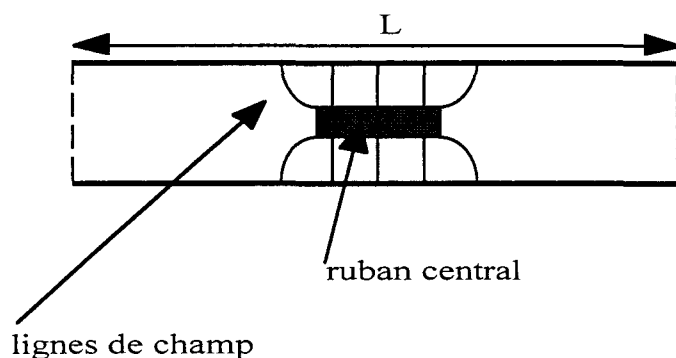


Figure I.7. Représentation des lignes de champ d'une ligne "stripline".

Si on veut limiter les inductions parasites, il convient de relier les deux plans de masse à chaque extrémité. Le domaine d'impédance caractéristique couvert par ce type de ligne est assez étendu puisqu'il couvre les valeurs comprises entre  $20 \Omega$  à  $200 \Omega$  environ. Une détermination de ce paramètre est possible et figure en Annexe 1.

On peut aussi utiliser un des plans conducteurs comme plan d'alimentation (5 V par exemple), l'autre assurant la référence (0 V). Il s'agit d'une configuration classique que l'on va retrouver mais qui ne convient pas pour les circuits bas niveau (un diviseur capacitif se crée entre le plan de masse et le plan d'alimentation et produit sur la piste signal du bruit d'alimentation) [5]. Dans ce cas, il est préférable d'utiliser les deux plans comme plan de référence.

En terme de rayonnement ou de perturbation face à une agression extérieure haute fréquence, il est nécessaire de signaler l'existence de lignes dont la gamme de fonctionnement est en général plus élevée que celle présentée précédemment. Dans un premier temps, il s'agit des lignes inversées et inversées piégées [6].

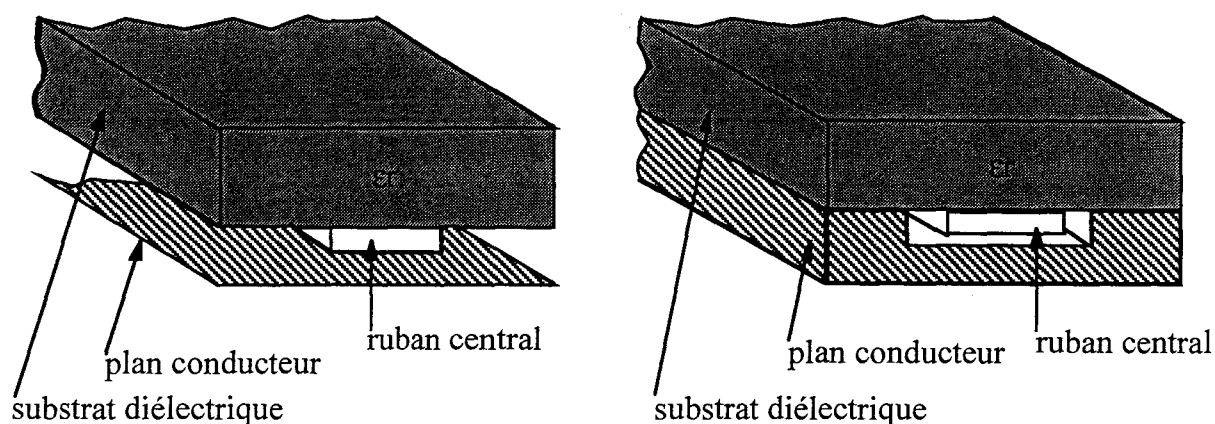


Figure I.8. Ligne inversée et ligne inversée piégée.

La ligne inversée est une structure proche de la ligne microruban dans le sens où le ruban central se situe sur un substrat dépourvu de plan de référence sur sa face opposée. Ce dernier est par contre disposé face au ruban et les lignes de champ se retrouvent de ce fait pratiquement piégées. Pour la ligne inversée piégée, le plan de masse englobe ce ruban central procurant en quelque sorte un plan de masse de chaque côté de ce dernier et en définitif un meilleur blindage.



Pour limiter tout rayonnement ou phénomène d'induction, on peut enfermer une structure coplanaire dans un guide d'onde rectangulaire à condition que la gamme de fonctionnement de la ligne soit inférieure à la fréquence de coupure du guide. On obtient une ligne dénommée ligne à ailette ou "finline" [7]. Ce type de structure s'emploie plutôt dans le domaine millimétrique où on fait usage de lignes unilatérales ou bilatérales.

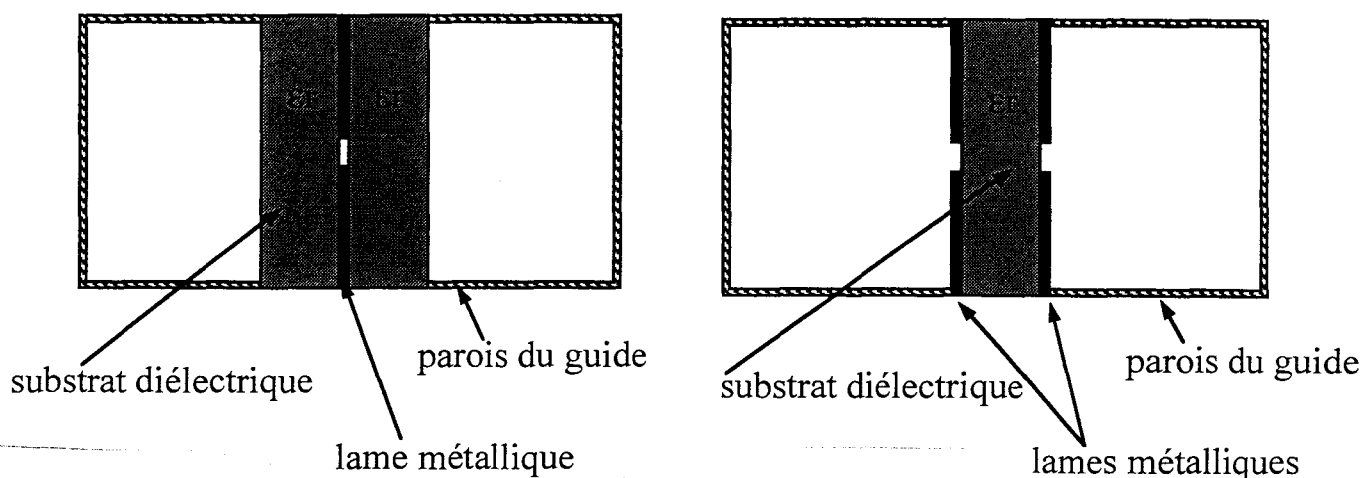


Figure I.9. Ligne à ailettes ou "finline".

Si on utilise une ligne microruban enfermée dans ce même guide d'onde, on réalise une ligne à ruban suspendu [8] comme le présente la Figure I.10. La ligne ne comporte pas de plan de masse, les parois du guide faisant office de référence de masse.

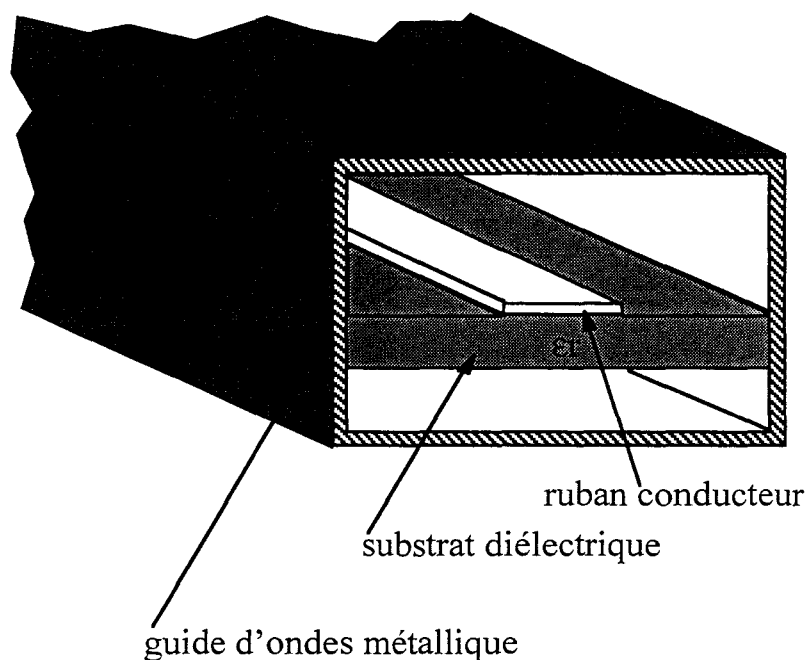


Figure I.10. Ligne à substrat suspendu.

### *I.3.) Définition de la susceptibilité d'une carte de circuit imprimé.*

Les principales contraintes qui vont résulter de l'illumination d'une carte de circuit imprimé par un champ électromagnétique extérieur proviendront des sources de tension et courant rapportées aux ports de communication de ses composants. Deux origines physiques sont à la base de la naissance de ces sources. La première est relative aux mécanismes d'induction produits sur les lignes et les câbles qui relient le circuit au monde extérieur. La seconde sur laquelle nous nous sommes plus particulièrement orientés concerne l'induction des champs sur les pistes proprement dites du circuit.

Il s'agit d'un problème difficile si on cherche à l'aborder avec un déterminisme rigoureux. En effet, cela va conduire au développement de codes de calcul numériques lourds, d'autant plus si on cherche à caractériser ces couplages à des fréquences micro-ondes, puisqu'on peut imaginer alors que chaque élément de piste va se comporter comme une antenne filiforme qui va se coupler avec les autres pistes adjacentes.

Les techniques de mesure actuelles mettent à notre disposition des solutions qui peuvent répondre à notre attente. C'est le cas de la chambre réverbérante à brassage de modes. Ce dispositif surtout appliqué à l'évaluation de l'efficacité de blindage de composants passifs comme des câbles ou connecteurs est aujourd'hui appliqué à d'autres expériences [9]. Sa principale propriété réside dans le fait que les objets expérimentés apparaissent isotropes sur le plan électromagnétique, en d'autres mots, ils possèdent les mêmes propriétés électromagnétiques quelle que soit leur orientation.

#### *I.3.1.) Description de la chambre réverbérante à brassage de modes.*

La chambre réverbérante est un dispositif qui fut expérimenté à son origine par des ingénieurs américains et italiens dans les années 1980[10][11]. Son synoptique général peut se présenter selon celui de la Figure I.11.

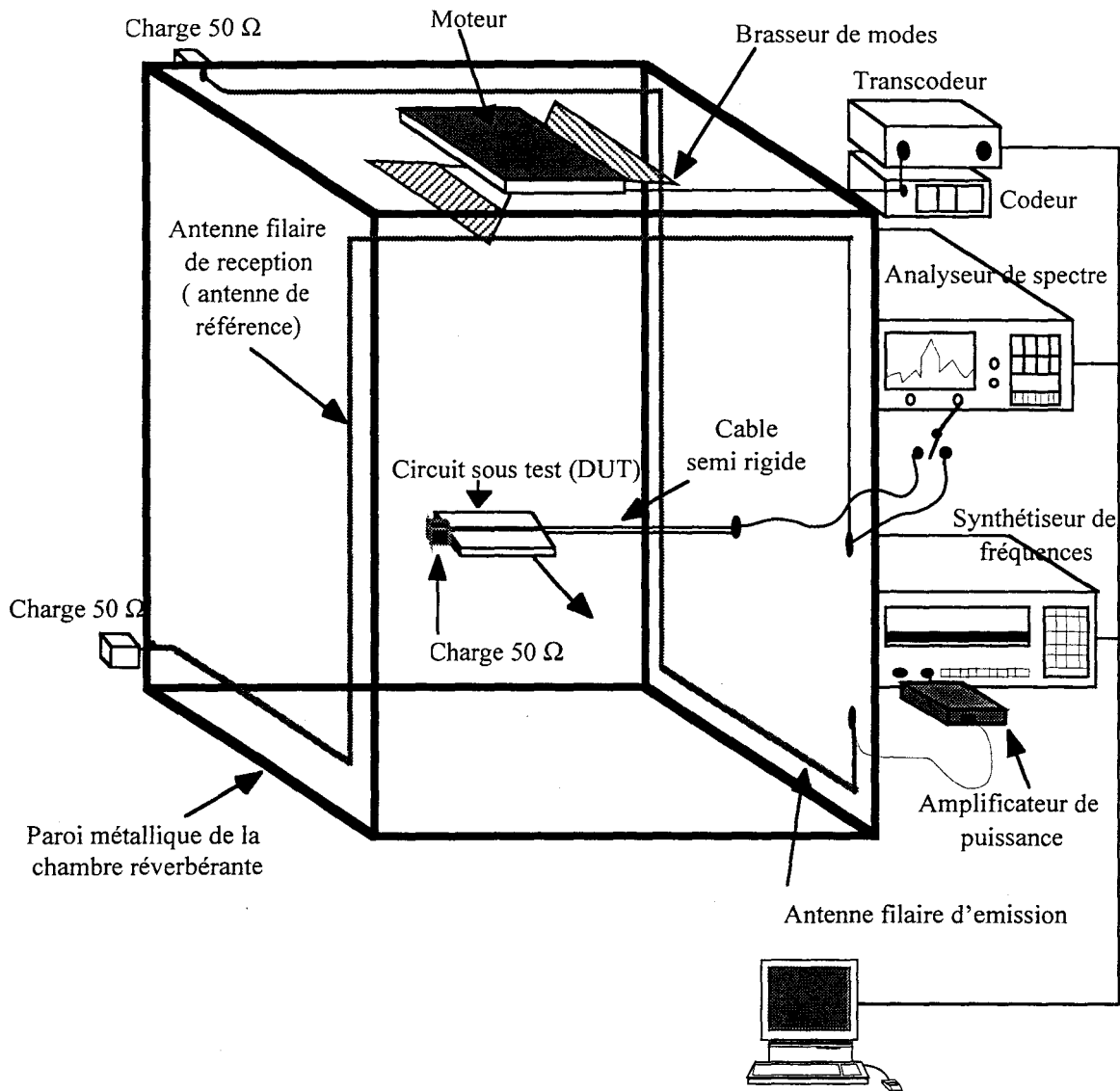


Figure I.11. Chambre réverbérante à brassage de modes.

Il s'agit d'une cavité électromagnétique surdimensionnée (dimensions grandes devant la longueur d'onde des champs qui y sont générés), comprenant des parois étanches aux champs électromagnétiques.

Pour bénéficier d'un nombre de modes suffisant et d'une densité de modes aussi uniforme que possible, le volume doit être le plus grand possible avec des dimensions choisies dans un rapport irrationnel. En respectant cette propriété, il faut qu'entre la plus grande dimension de la cavité et la plus grande longueur d'onde correspondant à la fréquence minimale d'utilisation, il y ait un rapport voisin de 5. L'installation du laboratoire possède les dimensions suivantes: 2,80m x 2,56m x 1,92; ce qui permet d'effectuer des mesures à partir de 500 MHz.

On peut y distinguer 4 éléments principaux.

- *une antenne d'émission.* Il peut s'agir comme pour notre installation d'une antenne filaire réalisant une ligne de transmission qui va évoluer parallèlement aux trois côtés de l'enceinte.

La raison de cette disposition tient à la nature de l'émission ainsi générée qui va privilégier un plan de polarisation dont le vecteur champ électrique sera parallèle à l'axe du fil. Pour éviter la dégénérescence modale qui va en résulter, on couvre donc les trois plans de polarisation possible du champ électrique.

Ce type d'antenne est surtout intéressant si on cherche à couvrir une très large bande de fréquences. La dimension finale de notre antenne est de 5,70m.

- *une antenne de réception ou de référence.* Il va s'agir du même type d'antenne mais disposée parallèlement aux trois autres faces opposées géométriquement aux précédentes de manière à réduire le plus possible le couplage direct avec l'antenne d'émission. Cette antenne pourra servir à mesurer la puissance électromagnétique présente dans la chambre.

De manière à assurer un critère satisfaisant liant le minimum d'encombrement spatial et une efficacité de rayonnement acceptable aux plus basses fréquences d'utilisation de la chambre, l'impédance caractéristique du mode T.E.M. qui va se propager sur ces lignes de transmission doit être proche de 300  $\Omega$ . Cette valeur a conduit à une distance d'environ 15 cm entre le conducteur filaire et la paroi[12]. Des transformateurs d'impédance permettent à chaque extrémité d'adapter ces deux antennes aux connectiques coaxiales 50  $\Omega$  des appareils de mesure.

- *le dispositif sous test (D.U.T.).* C'est le système dont on souhaite connaître le comportement électromagnétique.

- *un brasseur de modes.* Il va s'agir d'un dispositif composé de pales métalliques mues par un moteur à courant continu dont la vitesse de rotation est réglable. Ce dernier va permettre de contrôler l'amplitude des ondes électromagnétiques générées dans l'enceinte.

### I.3.2.) Principe de la mesure de la susceptibilité électromagnétique.

La susceptibilité d'une carte de circuit imprimé peut se traiter de deux façons. On peut:

- soit caractériser l'ambiance électromagnétique environnant l'objet sous test à partir d'une mesure de champ que l'on peut obtenir au moyen d'un capteur quasi ponctuel. A cette ambiance, on fera correspondre l'amplitude des parasites recueillis aux extrémités des pistes du circuit. Si cette méthode a l'avantage de donner une information absolue directement utilisable, les expériences montrent toutefois que l'évaluation de ce parasite en fonction de la fréquence est entachée de nombreuses fluctuations qui rendent souvent la mesure inexploitable[9]. Ces phénomènes seront d'ailleurs d'autant plus apparents que la longueur d'onde s'approche de la dimension du circuit ou si elle devient plus petite que ce paramètre géométrique.

- soit proposer des méthodes relatives. C'est plutôt vers cette méthode que nous nous sommes orientés. On va de ce fait comparer la puissance reçue sur la carte du circuit à celle reçue sur un élément de référence qui peut être au choix un monopole électrique ou bien un élément de carte de circuit imprimé représentatif d'une technologie donnée. Si on ne faisait pas usage d'une chambre réverbérante, cette solution aboutirait certainement aux mêmes difficultés que la mesure absolue[13].

Revenons brièvement sur ce dernier point en décrivant le principe physique sur lequel sont fondées les mesures en chambre réverbérante à brassage de modes.

On considère pour ce faire un monopole électrique de petite dimension soumis au champ électromagnétique stationnaire généré dans une cavité surdimensionnée. Ce dernier va être le siège de tensions induites dont l'amplitude va dépendre de la fréquence. Sans l'intervention d'un brasseur de modes, l'évolution de ces tensions induites subirait d'importantes fluctuations dues aux résonances propres de l'objet et à la loi de distribution du champ stationnaire.

En effet, l'évolution du champ électromagnétique en fonction de la fréquence est une caractéristique extrêmement irrégulière dont les fluctuations d'amplitude peuvent atteindre une dynamique d'amplitude pouvant dépasser 20 dB! Ceci correspond aux excitations de la cavité lorsque la fréquence de la source coïncide avec les fréquences de résonance (Figure I.12).

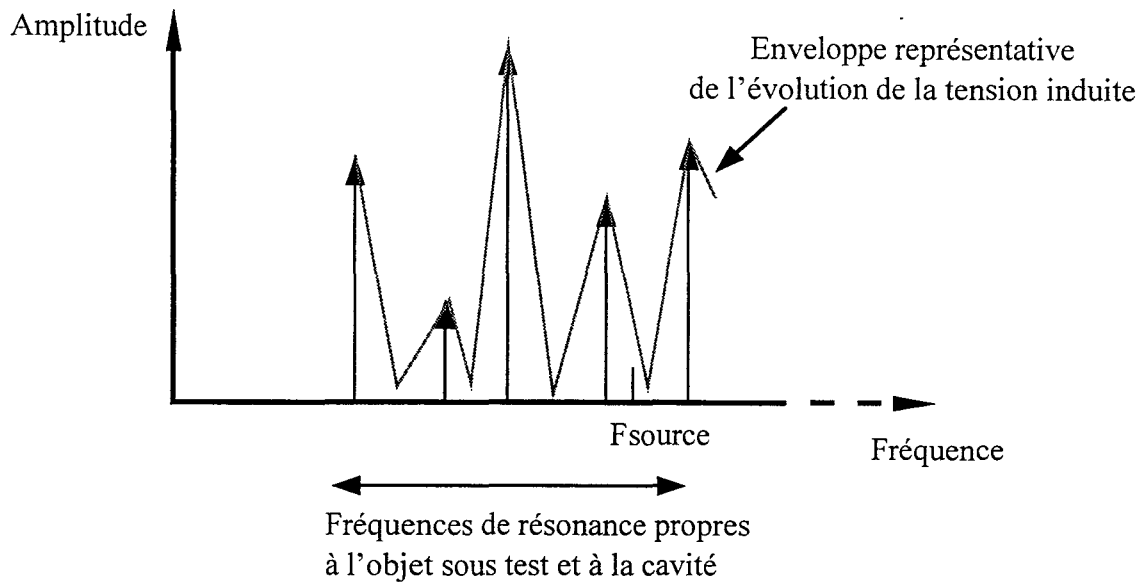


Figure I.12. Représentation type de l'évolution de la courbe relative de la tension induite dans le cas où le brasseur de modes est absent.

Le rôle imparti au brasseur de modes consiste à modifier les conditions aux limites de la cavité, ce qui va se traduire par l'existence d'une variation  $\Delta F$  autour de chaque fréquence de résonance. En d'autres termes, si la fréquence est suffisamment élevée, il devient possible de trouver une position du brasseur qui permettra de faire coïncider cette fréquence à une condition de résonance de la chambre. C'est ce que montre la Figure I.13.

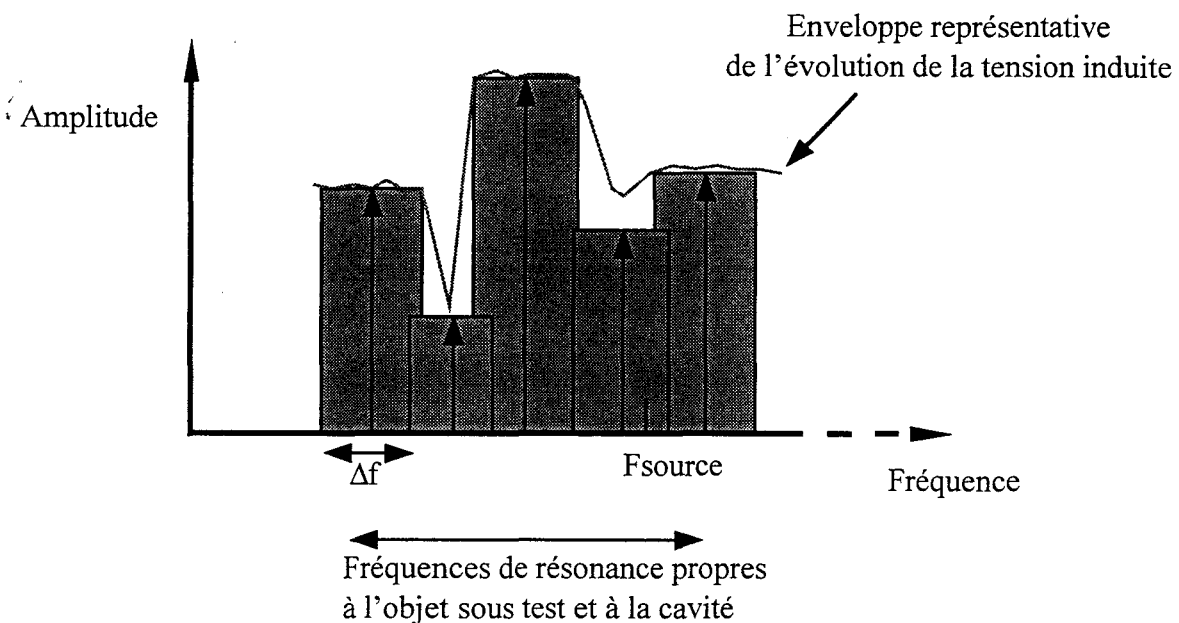


Figure I.13. Représentation type de l'évolution de la courbe relative de la tension induite dans le cas où le brasseur de modes est utilisé.

On peut ainsi facilement constater une réduction nette des fluctuations d'amplitude de l'enveloppe de la tension induite. Le même principe s'appliquera à la carte de circuit imprimé.

De ce fait, on définit un facteur de transparence électromagnétique par la relation:

$$EB(\text{dB}) = 10 \cdot \text{Log}_{10} \left( \frac{P_{\text{DUT}}}{P_{\text{REF}}} \right) \quad (\text{I.1})$$

- où
- $P_{\text{DUT}}$  va correspondre à la position du brasseur de modes qui donnera pour chaque fréquence la puissance maximale induite sur les pistes du circuit imprimé.
  - $P_{\text{REF}}$  est la puissance maximale reçue sur un élément de référence.

Les éprouvettes de référence qui vont être étudiées sont de conception volontairement simpliste. En effet, la recherche de la simplicité se justifie dans la mesure où nous cherchons à comprendre les phénomènes électromagnétiques de base qui peuvent intervenir sur le circuit (influence d'un plan de masse, effet de la largeur des pistes, ..).

#### I.4.) Justification des structures retenues.

La première classe d'éprouvettes que nous avons réalisées est présentée Figure I.14.

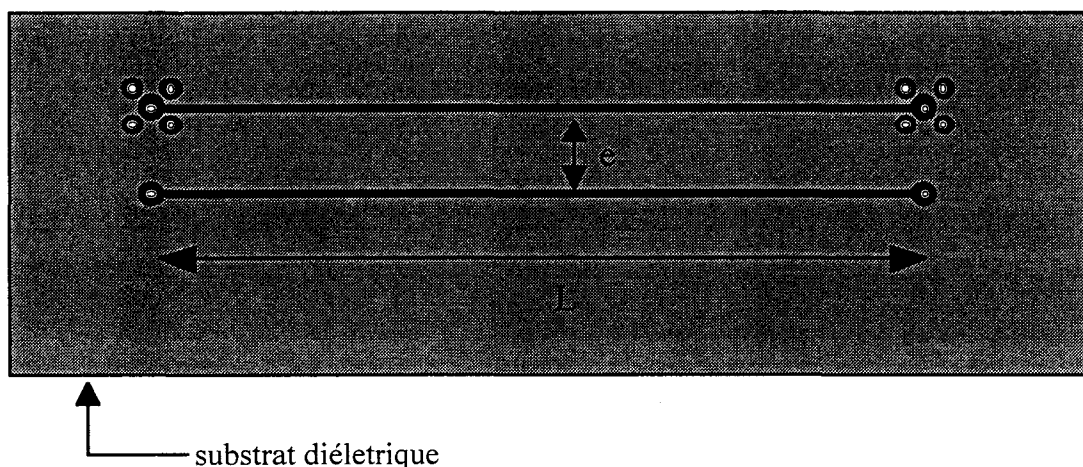


Figure I.14. Structure bifilaire sur substrat diélectrique - Eprouvette de référence EBF1.

Il s'agit d'une structure bifilaire composée de deux conducteurs parallèles d'une longueur  $L$  dont l'un servira de conducteur de référence. L'espacement " $e$ " de ces conducteurs est fixé à 5 mm, ce qui fait que l'on peut dans un premier temps approximer la structure à une ligne de transmission isolée à deux conducteurs. Un champ électromagnétique incident va y induire des courants de mode commun qui sont prépondérants sur la plus grande partie de la longueur de la ligne et s'annulant aux extrémités. Des courants de mode différentiel y seront aussi induits, principalement dus à la différence d'amplitude et de phase du champ électrique incident sur un fil et l'autre[14].

Dans un deuxième temps, nous avons recherché l'influence de défauts d'uniformité pouvant apparaître sur la structure. En cela, plusieurs possibilités nous étaient ouvertes. Nous avons préféré réaliser un défaut régulièrement réparti comme le présente l'éprouvette EBF2.

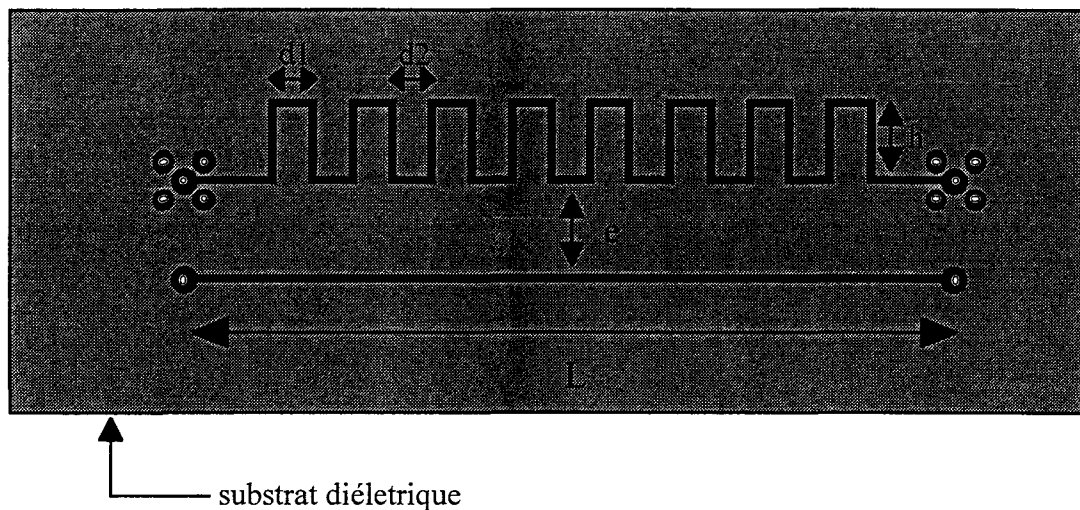


Figure I.15. Représentation de l'éprouvette EBF2.

L'espacement " $e$ " sera identique à celui de l'éprouvette EBF1. La longueur  $L$  est constante et égale à 10 cm. La hauteur " $h$ " de chaque hétérogénéité est égale à 1 cm pour une largeur " $d_1$ " de 5 mm. L'espacement " $d_2$ " est égal à 5 mm.

La ligne réalisée n'est donc plus uniforme en comparaison avec l'éprouvette EBF1. Les hétérogénéités vont ainsi amener une variation localisée de l'impédance caractéristique, donc des paramètres primaires de la ligne de transmission. Cette périodicité devrait provoquer d'autres mécanismes de résonances que ceux envisagés avec l'éprouvette EBF1.



La deuxième classe d'éprouvette que nous nous sommes attachés à réaliser repose sur la structure microruban (Figure I.16), soit une piste placée au dessus d'un plan de masse. Si ce dernier est de grande dimension par rapport à celle du ruban supérieur, l'application de la théorie des images montre l'équivalence de cette structure à la ligne bifilaire. Cependant, dans ce cas, l'excitation sera différente puisque la ligne sera éclairée par deux ondes; l'onde directe ou incidente et l'onde réfléchie par le plan de masse. La composante tangentielle du champ sera la même sur les deux fils mais aura des signes opposés. Il ne devrait pas y avoir de mode commun et seul un courant associé au mode différentiel pourra se propager. Cette géométrie est aussi plus adaptée à la mise en oeuvre de la théorie des lignes de transmission qui par son principe ne tient pas compte du courant de mode commun.

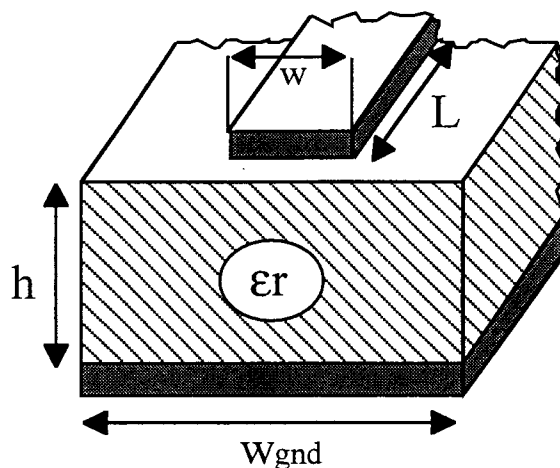


Figure I.16 . Structure de l'éprouvette microruban

La largeur de la piste sera maintenue égale à 1 mm. Sa longueur sera fixe et égale à 10 cm. Le plan de masse sera caractérisé par sa largeur  $W_{gnd}$  et par sa longueur  $L_{gnd}$  qui pourra être égale à  $L$ .

L'utilisation de cette technologie va nous permettre de mettre en évidence l'effet de ce plan sur l'amplitude des parasites induits. Si on supprime ce plan, l'éprouvette ainsi formée; prise comme élément de référence; aura un comportement de type monopole électrique (EBM1). Si la largeur du plan se rapproche de  $w$ , l'éprouvette aura tendance à se symétriser (EBM3). Enfin si la largeur est plus importante, l'effet réducteur du plan doit être clairement visible (EBM4 - dimensions: 245 mm x 180 mm). Les différentes réalisations sont résumées Figure I.17.

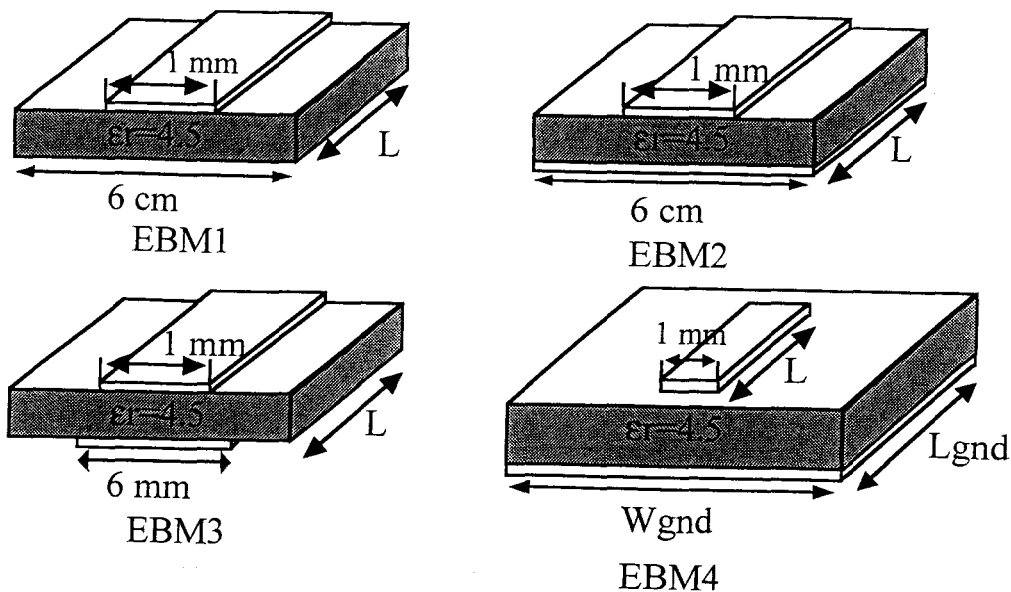


Figure I.17. Epreuves basées sur la structure microruban.

Pour réduire le plus possible l'impact dû à l'induction de mode commun, nous nous sommes efforcés finalement de rendre les épreuves les plus symétriques possibles, telles que le représente l'épreuve SYM1 sur la Figure I.18.

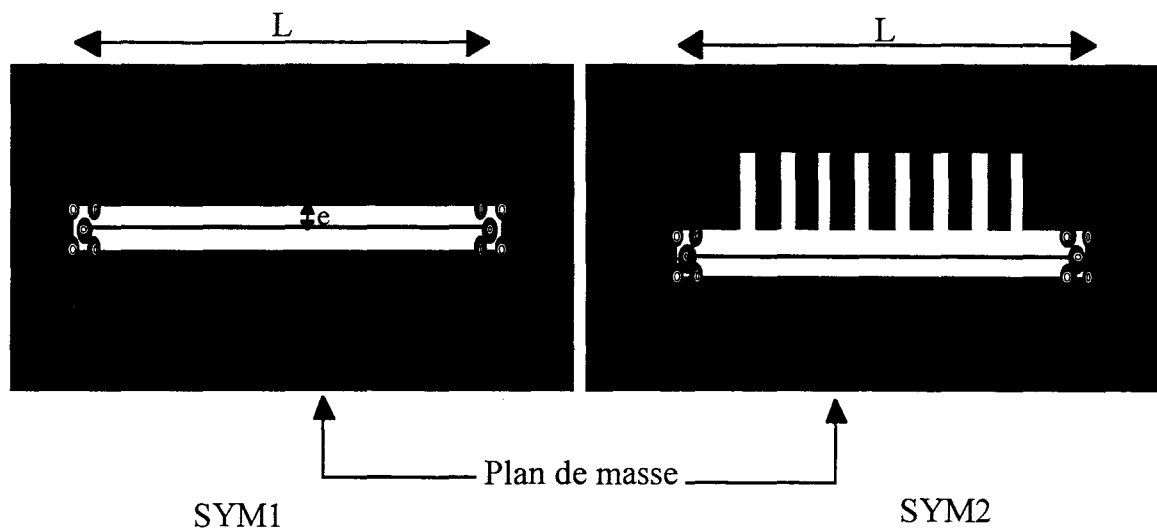


Figure I.18. Structures symétriques SYM1 et SYM2.

La ligne de propagation est constituée de la ligne centrale dont la largeur est maintenue égale à 1 mm pour 10 cm de longueur. Les dimensions de la carte sont fixées à 15 cm x 4 cm.

L'épaisseur  $e$  entre cette ligne centrale et le plan de masse est ramenée à 1 pas soit 2,54 mm. La raison de ce choix vient de l'utilisation de la connectique

SMA employée; l'écartement entre l'âme centrale et les pins du connecteur assurant le maintien mécanique étant égale à 1 pas.

Le plan de masse devant être le plus opaque possible pour assurer une efficacité optimale, l'application d'ouvertures uniformément réparties doit mener à la naissance d'une périodicité qui doit s'accompagner d'une induction de signal accrue à certaines fréquences. Cet effet est simulé par l'éprouvette SYM2.

### *1.5.) Mesures en transmission.*

Des mesures en transmission effectuées sur les différentes classes d'éprouvettes présentées dans le paragraphe précédent vont nous permettre de valider dans un premier temps une première hypothèse: Peut-on assimiler la structure à une ligne de transmission? Dans un deuxième temps, elles devraient mettre en évidence l'action des défauts d'uniformité tels qu'ils figurent sur l'éprouvette bifilaire EBF2 par exemple.

La réalisation de ces mesures se fera avec un analyseur de réseau qui par l'intermédiaire du coefficient de transmission  $S_{21}$  permet de connaître la fonction de transfert de l'accès 2 de l'appareil à l'accès 1. Ces accès sont constitués par des câbles faisant la liaison entre les ports directs d'entrée/sortie de l'appareil et le dispositif à tester. Les plans de calibration seront réalisés à l'extrémité de chaque câble, côté dispositif sous test, de manière à ne prendre en compte lors de la mesure que la propagation de l'onde intervenant sur la structure. Le banc de mesure ainsi réalisé est résumé sur la Figure I.19.

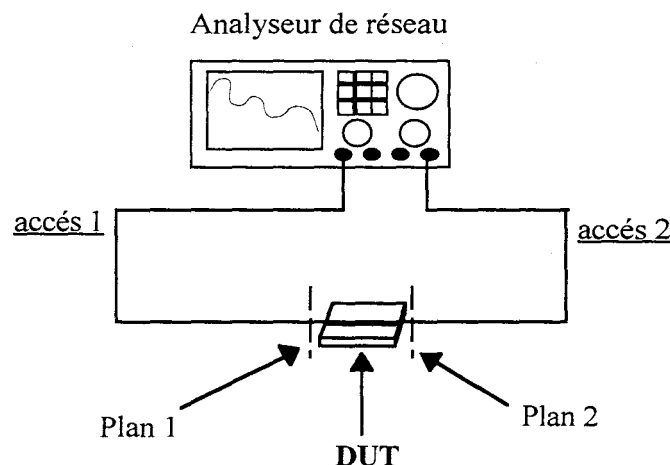


Figure I.19. Mesure du coefficient de transmission des éprouvettes de test par l'analyseur de réseau.

On peut en déduire un schéma équivalent qui peut se représenter sous la forme de la Figure I.20:

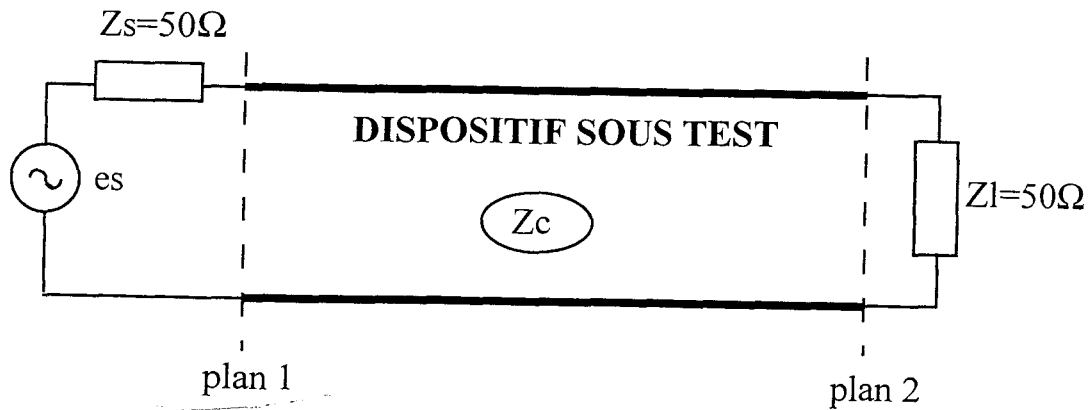


Figure I.20. Schéma équivalent du banc de mesure à l'analyseur de réseau.

Le port 1 est analogue à une source d'amplitude constante fixée à  $-10$  dBm sur toute la bande de fréquence d'étude et d'impédance interne  $50\Omega$ . Le port 2 est équivalent à une charge  $50\Omega$ . Les mesures sont réalisées entre  $200$  MHz et  $10$  GHz.

La courbe du coefficient de transmission des éprouvettes bifilaires EBF1 et EBF2 présentée Figure I.21 amènent plusieurs remarques.

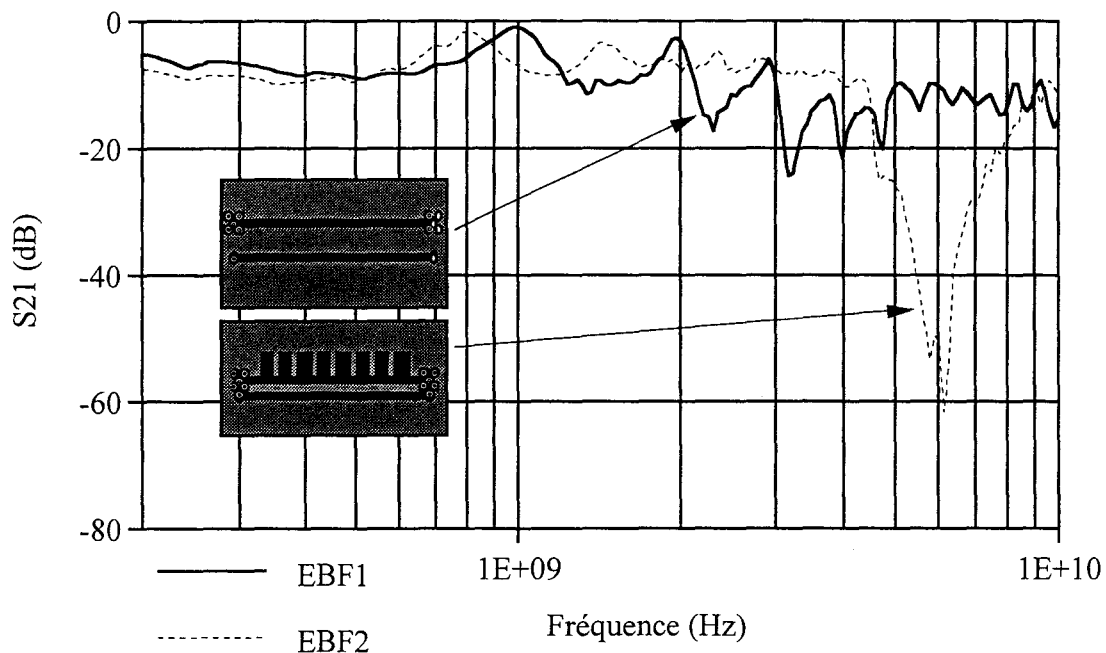


Figure I.21 . Coefficient de transmission des éprouvettes bifilaires.

précédente (I.3). En effet, les discontinuités successives de la ligne interviennent sur la valeur de l'impédance caractéristique de cette dernière et donc sur ses paramètres primaires. Compte tenu du caractère géométrique de l'éprouvette, la vitesse de propagation sur cette cascade de discontinuités est certainement inférieure à celle n'en présentant aucune (EBF1); ce qui en accord avec la relation (I.3), amènera un décalage des fréquences de résonance vers la partie basse du spectre.

- La périodicité des discontinuités fait clairement introduire une résonance franche sur l'éprouvette EBF2, caractérisée par une atténuation locale importante du signal dans une bande de fréquences située entre 5 et 7 GHz. L'origine de cette absorption peut être rattachée à une désadaptation de l'éprouvette EBF2 ou associé à un rayonnement localisé de la structure. La mesure du coefficient de réflexion S11 des deux éprouvettes EBF1 et EBF2 présentée Figure I.22 montre clairement que dans la zone fréquentielle précédemment située entre 5 et 6 GHz, le coefficient de réflexion de l'éprouvette EBF2 est très proche de celui d'EBF1, ce qui démontre que le phénomène d'absorption n'est pas lié à une désadaptation de l'échantillon.

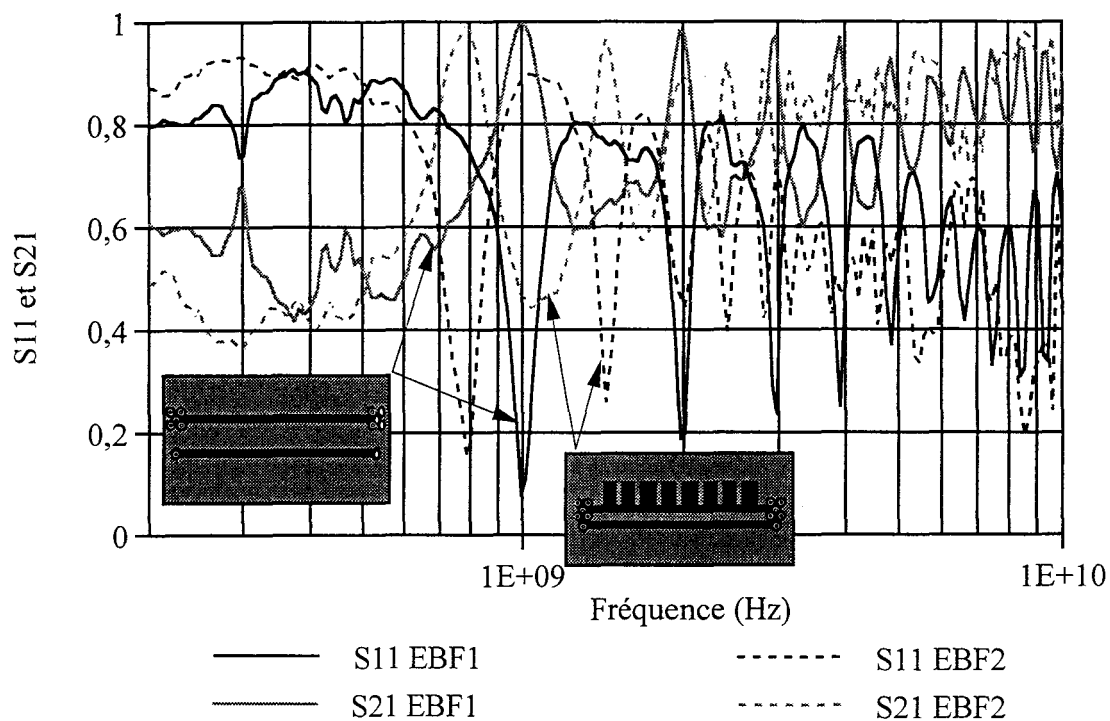


Figure I.22. Coefficient de réflexion S11 des éprouvettes EBF1 et EBF2.

- De faibles oscillations apparaissent entre 200 MHz et 1 GHz; laissant à penser qu'elles proviennent de la structure même de l'éprouvette (absence de plan de masse, implantation de la connectique...). En effet, l'évolution théorique du S21 d'une ligne de transmission suit une loi monotone jusqu'à la première fréquence de résonance, correspondant à la naissance des phénomènes de propagation. Cette dernière est probablement provoquée par le phénomène de désadaptation existant entre la ligne et l'appareil de mesure.

Conformément au schéma de la Figure I.20, on peut déduire la distribution de courant sur une telle ligne de transmission (Ligne à 2 conducteurs).

En orientant un axe arbitraire noté Oz le long de cette dernière [Annexe 2], les équations des télégraphistes peuvent alors s'écrire selon la forme suivante:

$$\begin{aligned} U(z) &= U^+ \cdot \exp(-j\beta z) + U^- \cdot \exp(j\beta z) \\ I(z) &= \frac{U^+}{Z_c} \cdot \exp(-j\beta z) - \frac{U^-}{Z_c} \cdot \exp(j\beta z) \end{aligned} \quad (I.2)$$

On suppose dans notre cas que la ligne est sans pertes. Les équations de la tension et du courant à une abscisse "z" donnée sont donc fonction de deux ondes; l'une se propageant dans le sens positif, l'autre dans le sens négatif.

En exprimant dans un premier temps les courant et tension à l'entrée de la ligne, on peut en déduire les expressions liant les termes  $U^+$  et  $U^-$  aux termes  $Z_c$ ; impédance caractéristique de la ligne,  $Z_l$  impédance d'entrée de la charge  $Z_l$  ramenée à l'entrée de cette dernière et du courant d'entrée  $I(0)$ . Le détail du développement figurant en Annexe 2, nous n'écrirons que l'expression finale du courant  $I(z)$  représentant la distribution de courant fonction de la force électromotrice "es" de la source.

$$I(z) = es \cdot \frac{Z_c \cos \beta(L - z) + jZ_l \sin \beta(L - z)}{(Z_c Z_s + Z_c Z_l) \cos \beta L + j(Z_c^2 - Z_s Z_l) \sin \beta L} \quad (I.3)$$

L'évaluation de cette expression à l'abscisse  $z=0$  permet de reconnaître les fréquences de résonances qui prendront naissance sur la ligne compte tenu de sa désadaptation face aux impédances  $50 \Omega$  présentées à ses extrémités.

La première fréquence de résonance semble s'établir d'après la courbe de la Figure I.21 vers 1 GHz pour l'éprouvette EBF1, alors qu'elle est située vers 800 MHz pour EBF2. Ce décalage est tout à fait en accord avec la relation

Entre 6 et 7 GHz, ce paramètre présente par contre une évolution différente tout en restant du même ordre de grandeur (maximum pour EBF2 et minimum pour EBF1). Pour preuve, le  $S_{21}$  de chacune des éprouvettes déduit à partir de la mesure du  $S_{11}$  ne montre pas dans cette bande, de phénomènes d'absorption d'ordre de grandeur identique à ceux issus lors de la mesure directe..

A la lumière de cette première confrontation, la seule application de la théorie des lignes n'est pas suffisante pour caractériser complètement le comportement de cette structure; considérée comme isolée (pas de plan de référence de masse ou terre). Les courants de mode commun ne sont ici pas du tout pris en compte et seule une méthode basée par exemple sur la résolution d'équations intégrales complexes permettrait de compléter l'approche théorique entreprise.

S'agissant de la structure microruban, nous ne mesurons l'atténuation représentée par le paramètre  $S_{21}$  que pour l'éprouvette EBM2. La largeur du ruban supérieure est fixée à 1 mm pour une longueur de 10 cm.

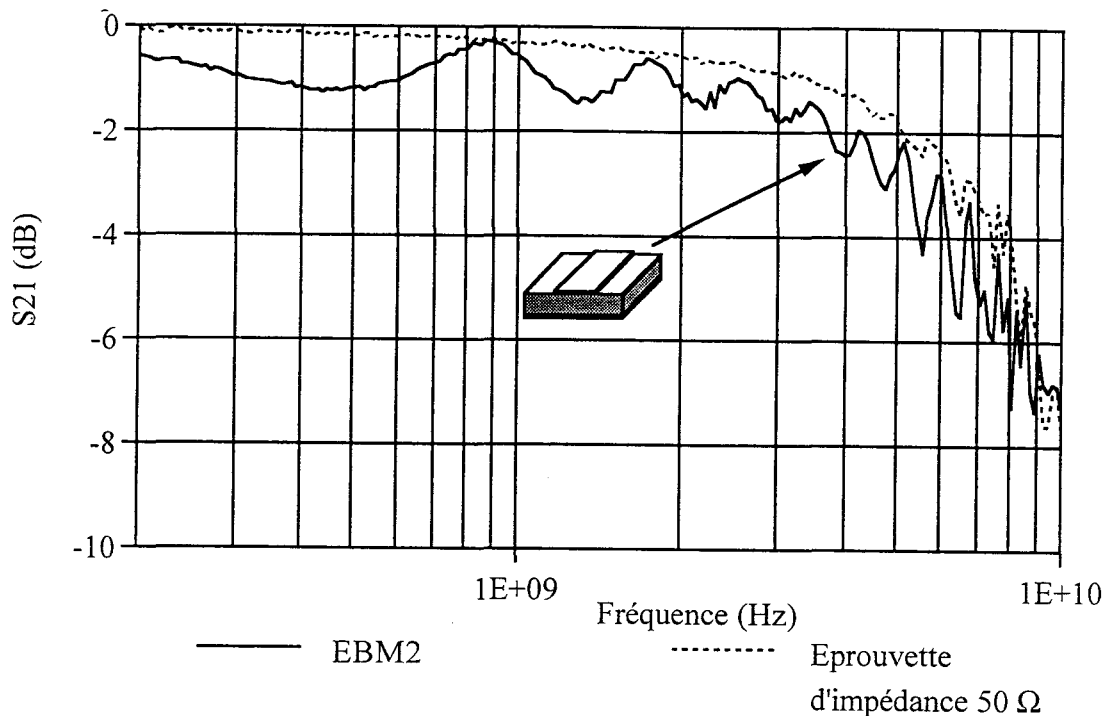


Figure I.23. Evolution du coefficient de transmission de l'éprouvette EBM2 et d'une éprouvette d'impédance  $50\Omega$ .

On a comparé cette caractéristique à celle obtenue avec une autre éprouvette pour laquelle on a recherché une impédance caractéristique de  $50 \Omega$ . La courbe pointillée de la Figure I.23 obtenue avec cette configuration est exempte de fluctuations d'amplitude, ce qui démontre que l'origine des fluctuations trouvée avec l'éprouvette EBM2 est bien provoquée par la transition d'impédance caractéristique.

La première fréquence de résonance est située vers 900 MHz. Sur ce type de ligne, les courants de mode commun tendent à devenir nuls. L'application de la théorie des lignes est alors suffisante pour appréhender son comportement en fréquence. La vitesse de propagation de l'onde guidée est en effet égale à  $\frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}$  où  $\epsilon_{\text{eff}}$  représente la permittivité effective de la ligne [Annexe 1].

Compte tenu des dimensions de la ligne, une évaluation de ce paramètre nous a donné une valeur de 3,1492. On en déduit la vitesse d'une onde guidée arbitraire; égale à  $1,7 \cdot 10^8$  m/s, ce qui conduit à une première fréquence de résonance de 845 MHz compte tenu de la relation (I.3).

L'évaluation de l'impédance caractéristique [Annexe 1] conduit à une valeur de  $84,3 \Omega$ . La méthode expérimentale détaillée en Annexe 3 fournit une valeur de  $86,12 \Omega$ . Pour confirmer l'origine de ces résonances, nous avons réalisé une ligne identique à EBM2 mais dont la largeur du ruban passe de 1 mm à 3 mm. Cette ligne présente alors une impédance caractéristique de  $50 \Omega$ . La courbe en pointillée de la Figure I.23 montre bien que les résonances précédentes prennent leur origine dans la désadaptation de la structure.

Au vue des résultats, il apparaît que la ligne microruban se rapproche plus du comportement d'une ligne de transmission classique que la structure précédente, ceci d'autant plus que l'on bénéficie par la présence du plan de référence d'une bonne référence de masse.

L'éprouvette symétrique s'apparente à une ligne de transmission coaxiale ouverte. Sur la Figure I.24, nous avons représenté l'évolution du S21 fonction de la fréquence des éprouvettes EBM2, SYM1 et SYM2.

Les dimensions longitudinales des lignes seront de nouveau constantes et égales aux valeurs précédentes.



Tout comme pour la structure microruban, l'effet de la symétrie conditionne beaucoup mieux les transitions d'impédance caractéristique (courbe SYM1). On peut constater des résonances nettes qui sont dues à la désadaptation de la structure puisque la mesure de l'impédance caractéristique de cette éprouvette nous a donné une valeur de  $120,5 \Omega$ . Ceci explique aussi l'ampleur plus importante des fluctuations.

La première fréquence de résonance est décalée par rapport à celle de la structure EBM2. La vitesse de propagation sur ce type d'éprouvette doit être plus élevée puisque des lignes de champ pénètrent dans l'air.

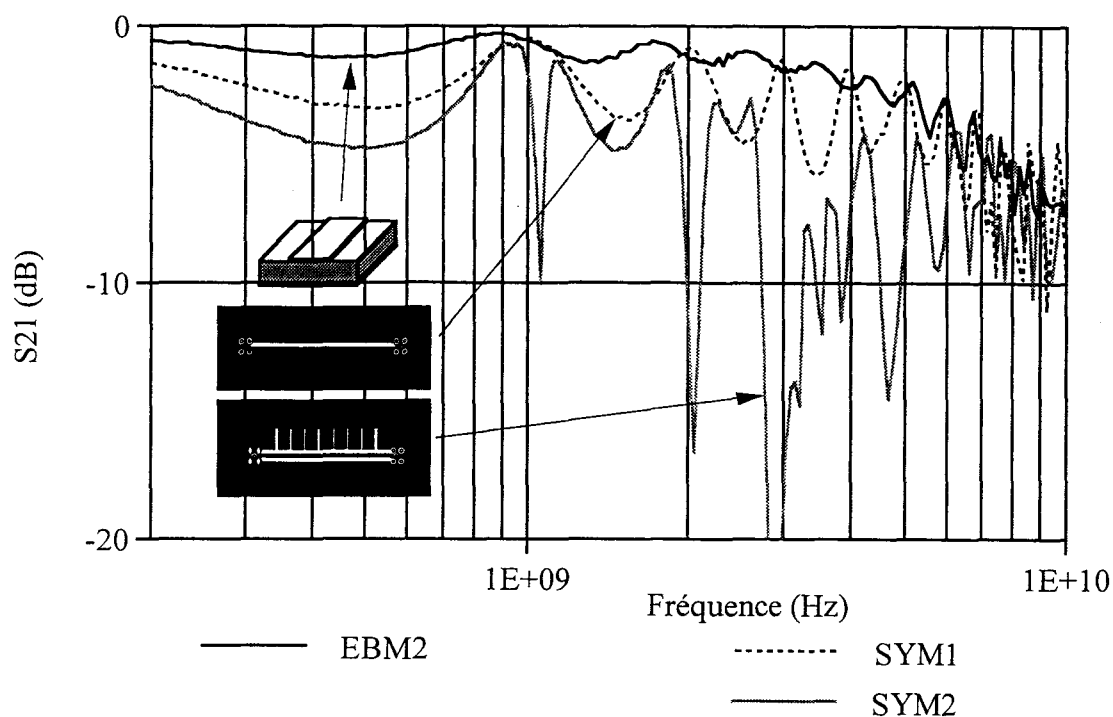


Figure I.24. Mesure du  $S_{21}$  de l'éprouvette symétrique SYM1. Comparaison avec la mesure de EBM1. Evolution vers une structure à périodicité d'ouvertures.

L'éprouvette qui comporte des ouvertures SYM2 offre par rapport à SYM1, un comportement différent. On retrouve l'enveloppe globale de la courbe d'atténuation à laquelle se superposent à 1 GHz, 2 GHz et 3 GHz ainsi qu'à d'autres fréquences moins bien résolues, des variations brusques de l'atténuation; certainement corrélées à la présence des ouvertures. Le phénomène physique qui provoque ces résonances ne peut s'expliquer qu'au regard du comportement du coefficient de réflexion, où sont comparés les paramètres  $S_{11}$  mesurés sur SYM1 et SYM2 Figure I.25. Le coefficient de

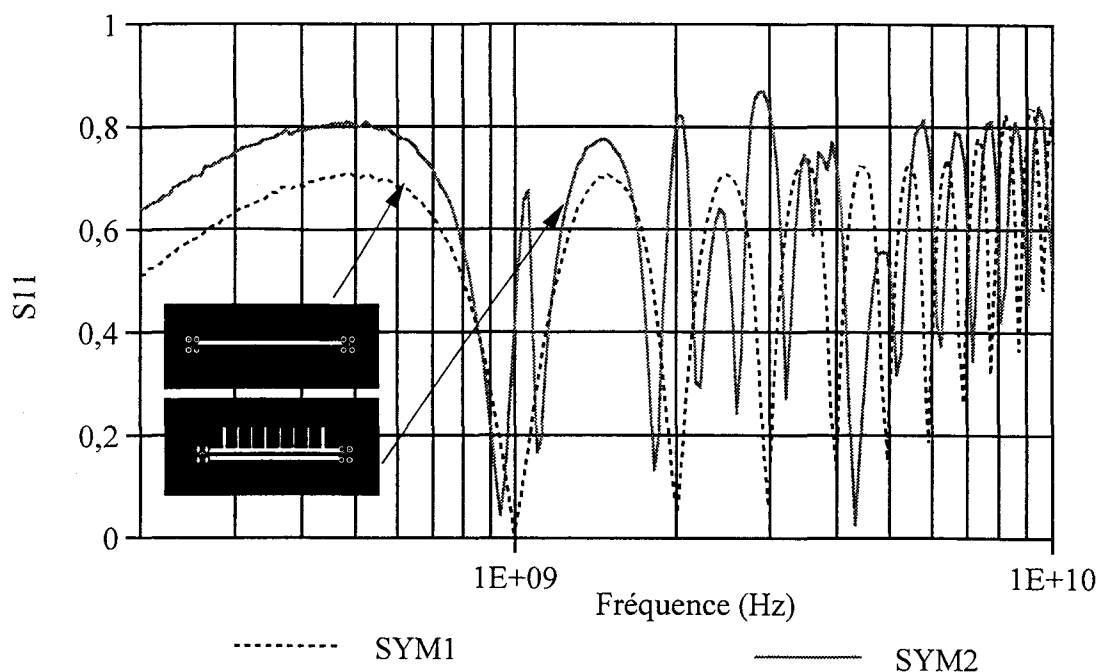


Figure I.25. Coefficient de réflexion  $S_{11}$  des éprouvettes SYM1 et SYM2.

réflexion de l'éprouvette SYM1 s'approche de zéro lorsque l'atténuation est minimale, ce qui semble correspondre à l'effet de défaut d'adaptation introduit par la charge d'extrémité. Par contre, s'agissant de SYM2, ce coefficient enregistre une augmentation brutale qui correspond au maximum d'atténuation. Ce phénomène peut alors avoir deux origines. Une variation d'impédance d'entrée qui modifie localement le bilan de puissance.

Soit  $P_i$  la puissance incidente,  $P_r$  la puissance réfléchie et  $P_t$  la puissance transmise, on peut écrire:

$$P_t = P_i - P_r \tag{I.4}$$

Les paramètres  $S_{21}$  et  $S_{11}$  sont reliés à ces puissances selon les relations:

$$\left. \begin{aligned} P_t &= |S_{21}|^2 \cdot P_i \\ P_r &= |S_{11}|^2 \cdot P_i \end{aligned} \right\} \Rightarrow |S_{21}|^2 = 1 - |S_{11}|^2 \tag{I.5}$$

Cette expression n'est exacte qu'à condition qu'aucune puissance ne soit dissipée dans l'éprouvette. Au voisinage de 1 GHz, il est fort possible que  $|S_{21}|^2 > 1 - |S_{11}|^2$ ; ce qui pourrait démontrer que l'éprouvette rayonne.

### *I.6.) Comportement des différentes éprouvettes placées à l'intérieur de la chambre réverbérante à brassage de modes.*

#### *I.6.1.) Protocole de mesure.*

La gamme de fréquences explorée lors des essais s'étendra de 500 MHz à 10 GHz. La fréquence de départ correspondons le à la fréquence minimale permettant un fonctionnement en chambre réverbérante de notre installation.

On va appliquer la source constituée par un synthétiseur de fréquences sur l'antenne d'émission et pour chaque fréquence explorée, on règle la puissance injectée à une valeur constante égale à + 10 dBm.

L'analyseur de spectre qui va mesurer la puissance induite sera centré sur la fréquence d'émission avec pour choix de mode SPAN 0 Hz. La vitesse de rotation du brasseur étant maintenue constante durant l'exploitation de chaque fréquence, on obtient en définitif l'évolution de la puissance induite sur l'objet en fonction de la position angulaire de ce dernier. N échantillons sont ensuite prélevés durant une révolution et l'ordinateur qui pilote entièrement la manipulation mémorise en dernier lieu l'échantillon d'amplitude maximale.

Pour bénéficier d'une action optimale du brasseur de modes; notamment aux fréquences les plus basses, il nous faut éloigner le dispositif sous test des parois de la chambre de manière à l'amener à une position située environ au centre de la chambre. Nous utiliserons donc durant l'ensemble des mesures un câble coaxial semi-rigide d'impédance caractéristique 50  $\Omega$  et de longueur égale à 71 cm.

L'installation des éprouvettes de test dans la chambre réverbérante obéit en définitif à la Figure I.26.

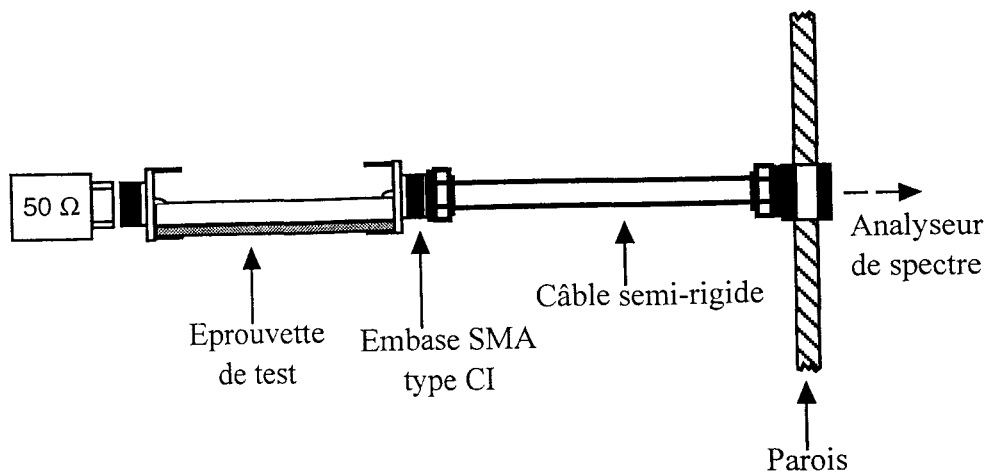


Figure I.26. Installation des éprouvettes de test dans la chambre réverbérante.

### I.6.2.) Introduction d'une éprouvette de référence.

Compte tenu des éprouvettes réalisées, nous introduisons l'éprouvette EBM1 (piste de 1 mm déposée sur un substrat diélectrique simple face)[15][16] comme éprouvette de référence. La raison en est simple. En effet, son comportement va s'apparenter à celui du monopole électrique. Cette structure va comporter des phénomènes induits de type asymétrique caractérisés par un mode commun dominant. Nous serons ainsi plus à même d'observer la contribution d'un plan de référence et de la symétrie de la structure.

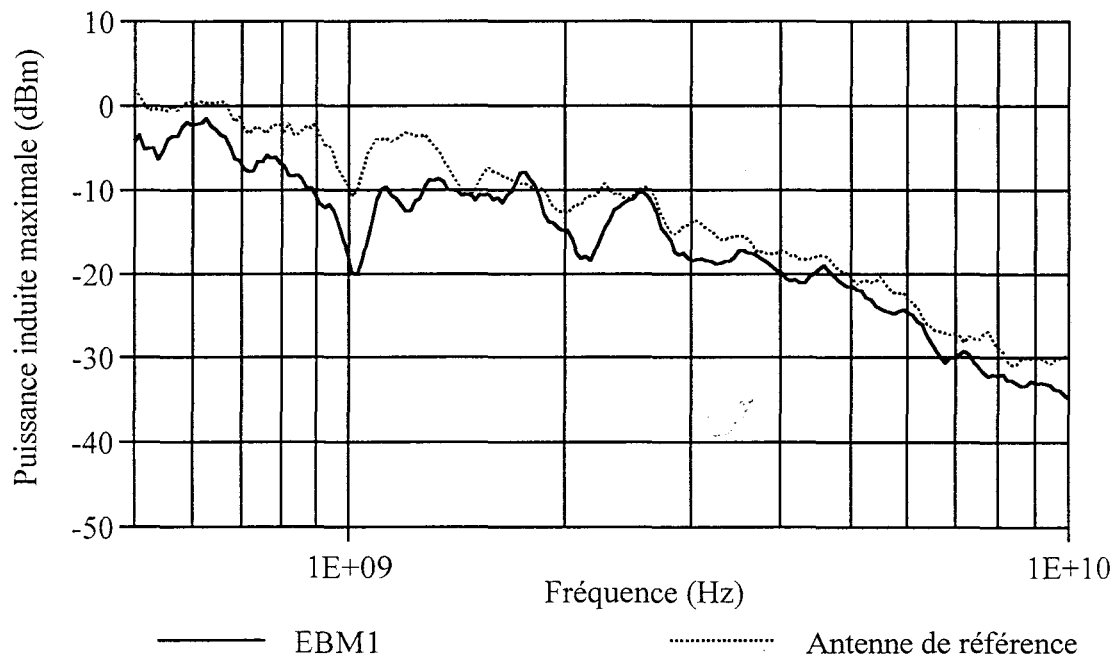


Figure I.27. Puissance induite sur l'éprouvette EBM1 prise comme référence et sur l'antenne filaire de la chambre.

La courbe de la Figure I.27 présente l'évolution de la puissance induite maximale sur l'antenne filaire de réception de la chambre ainsi que sur cette éprouvette.

Les courbes expérimentales vont conserver généralement quelques fluctuations résiduelles dues au fait que le brassage de modes ne permet pas de compenser de manière optimale les phénomènes d'ondes stationnaires. Il va en résulter des problèmes de lisibilité des courbes, notamment quand il va s'agir de reconnaître des fluctuations corrélées à des phénomènes physiques propres à l'objet sous test tels des résonances internes.

Pour palier à cet inconvénient, nous allons effectuer sur l'ensemble des résultats un filtrage réalisé à l'aide d'un lissage. Ce lissage est effectué à l'aide d'une moyenne glissante sur  $M$  points de part et d'autre du point considéré; c'est à dire que pour chacun des  $N$  points de mesure représenté par le couple (fréquence  $F_i$ , puissance  $P_i$ ), on obtient un nouveau couple (fréquence  $F_i$ , puissance  $P'_i$ ) tel que:

$$\begin{aligned} M \leq i \leq N - M & \quad P'_i = \frac{1}{2M} \sum_{k=i-M}^{i+M} P_k \\ 1 \leq i \leq M & \quad P'_i = \frac{1}{2i-1} \sum_{k=1}^{2i-1} P_k \end{aligned} \quad (I.6)$$

Il s'agit en fonction du nombre de points de mesure compris dans chaque courbe de retenir la valeur  $M$  qui satisfera le meilleur compromis entre la lisibilité et l'information qu'il est souhaitable de mettre en évidence. Dans notre cas, une valeur de  $M$  égale à 2 sera utilisée tout au long de nos mesure.

L'observation de la caractéristique montre à certaines fréquences situées entre 1 GHz et 2 GHz des minima. Cet effet est du au type d'antenne d'émission, constitué dans notre cas par l'antenne filaire d'émission de la chambre.

La mesure du coefficient de réflexion montre qu'à ces fréquences précises, cette dernière connaît une désadaptation plus forte. Une partie de l'énergie injectée sur l'antenne va donc être réfléchi vers la source ce qui logiquement va réduire localement l'énergie pouvant être dissipée dans l'espace.

### I.6.3.) Caractérisation des éprouvettes bifilaires.

Les deux éprouvettes bifilaires EBF1 et EBF2 sont maintenant introduites dans la chambre réverbérante. Sur la courbe -a- de la planche (I.1), nous faisons figurer l'évolution de la puissance induite maximale sur chacune des deux structures ainsi que sur l'éprouvette EBM1 à piste rectiligne dépourvue de plan de référence.

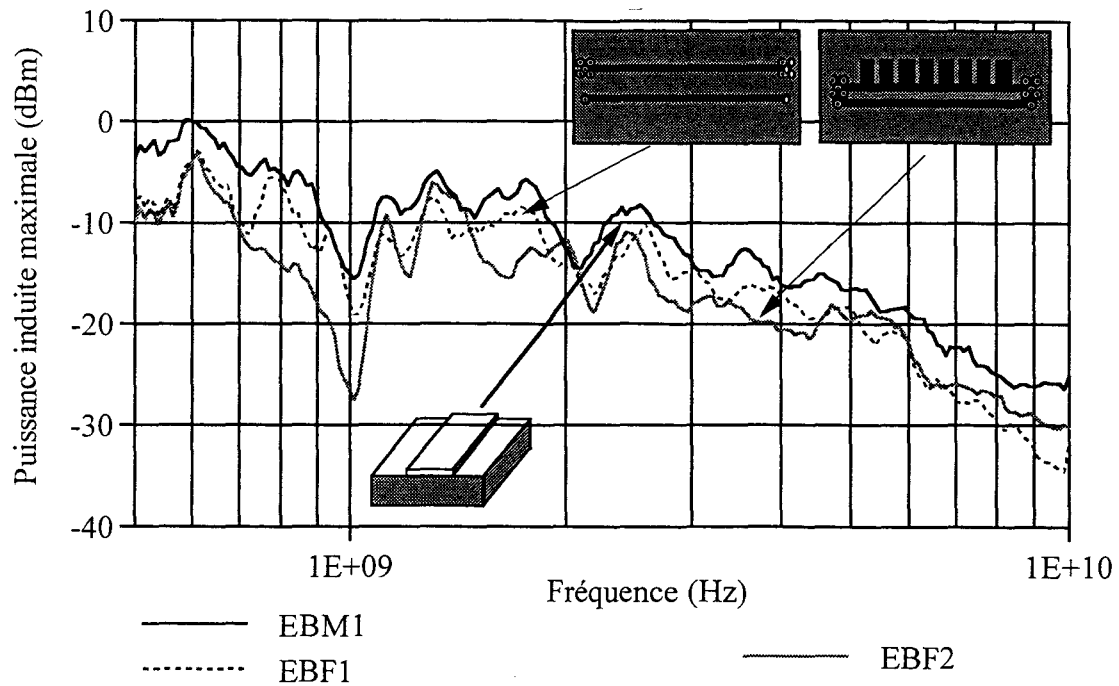
Les trois caractéristiques sont pratiquement confondues et suivent globalement en fonction de la fréquence un comportement identique à EBM1. La forte atténuation du signal sur l'éprouvette EBF2 est inexistante sur la courbe de la puissance induite.

Ces résultats semblent montrer que le couplage dominant qui s'exerce sur ces deux structures est un couplage de mode commun; de ce fait, la géométrie influence peu les résultats.

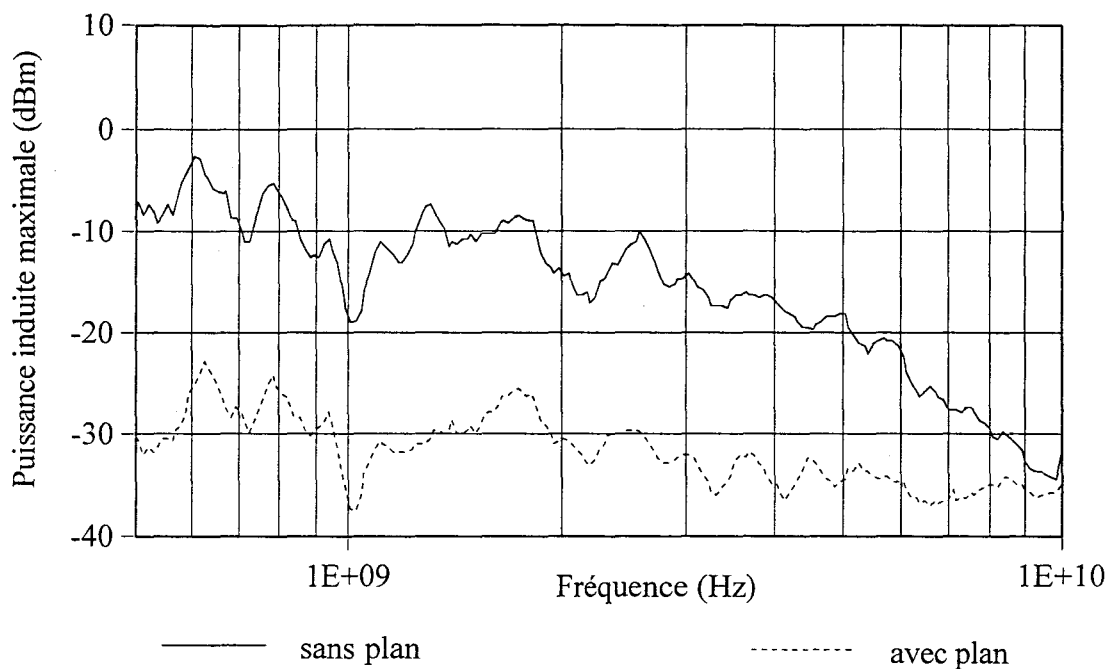
Si on essaie de minimiser ce couplage en adossant un plan de masse composé d'un ruban adhésif en cuivre et mis en contact avec la masse, nous devrions assister à une réduction de la puissance induite. L'examen des résultats de la courbe -b- montre clairement cet effet. La réduction de la puissance induite atteint en effet 20 dB jusque 3 GHz. L'écart diminue cependant vers les plus hautes fréquences pour devenir voisin de zéro vers 10 GHz.

Pour confirmer la présence de ce couplage dominant sur l'éprouvette bifilaire, nous avons mesuré de nouveau le coefficient S21 quand l'éprouvette EBF2 est maintenant placée à l'intérieur de la chambre réverbérante.

La courbe de la Figure I.28 montre très clairement une remontée de ce paramètre dans la bande où était précisément située la forte atténuation lors de la mesure à l'air libre. Autrement dit, lors de la mesure du S21 en espace libre, c'est le comportement du mode différentiel que l'on caractérise et c'est ce dernier que l'on ne retrouve pas en chambre réverbérante. La raison de ce changement tient à l'origine des phénomènes physiques mis en jeu qui sont différents. En effet, les essais en transmission et en illumination s'appuient sur des mécanismes d'ondes stationnaires différents puisque la source est dans le premier cas localisée, alors qu'elle est répartie dans le second cas.



(-a-) Évolution de la puissance induite sur les éprouvettes EBF1 et EBF2.  
 Comparaison avec celle induite sur l'éprouvette de référence EBM1



(-b-) Effet de la présence d'un plan de masse sur l'éprouvette EBF1.

Planche I.1. Puissance induite sur les éprouvettes EBF1 et EBF2.

Cette mesure montre donc clairement que le couplage de mode commun est prédominant.

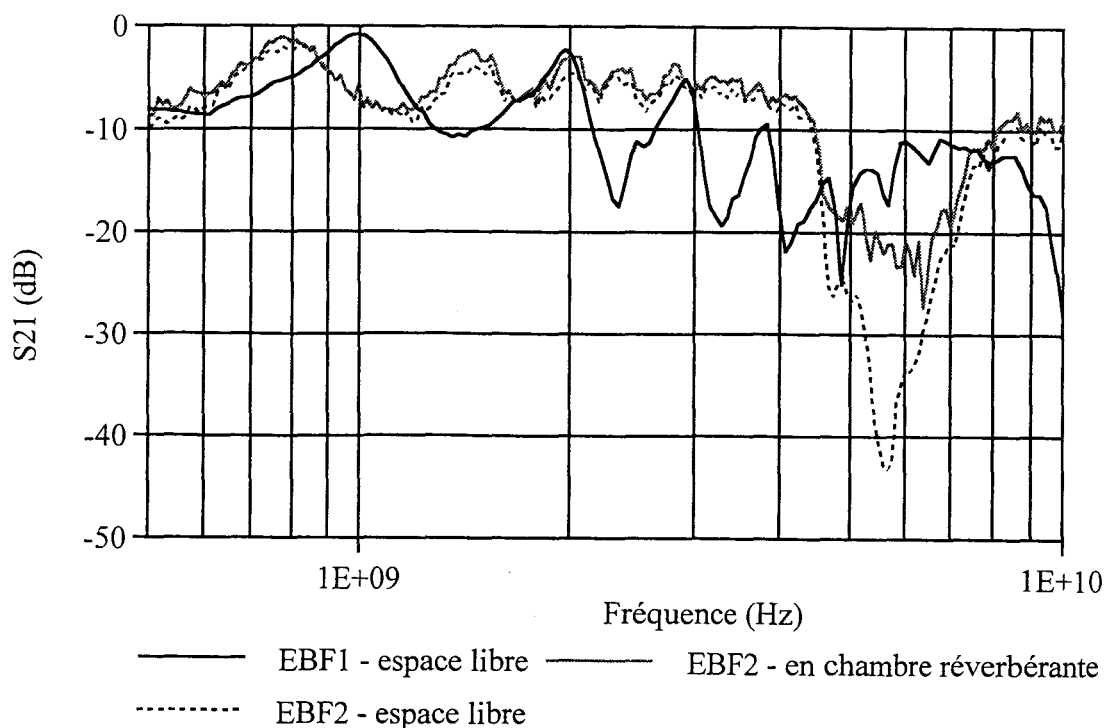


Figure I.28. Mesure du coefficient de transmission  $S_{21}$  des éprouvettes EBF1 et EBF2 placées en chambre réverbérante.

En dernier lieu, les caractéristiques en chambre réverbérante révèlent des fluctuations d'amplitude communes aux deux éprouvettes et situées entre 500 MHz et 2 GHz. L'origine de ces fluctuations est peut être due à des phénomènes indépendants de la structure de l'éprouvette. Les essais relatifs aux autres éprouvettes permettront de confirmer cette hypothèse.

#### I.6.4.) Essais d'éprouvettes à structure symétrique et microruban.

L'ajout d'un plan de masse sur l'éprouvette EBF1 a permis de montrer que ce dernier assurait une protection face aux perturbations électromagnétiques. Intéressons nous dans un deuxième temps à l'influence de ses dimensions ainsi qu'au critère de symétrie de la structure.

De manière à ne pas surcharger les courbes, nous allons procéder en deux temps. Dans un premier temps, les éprouvettes symétriques SYM1 et SYM2



décrites Figure I.18 sont placées à l'extrémité du câble semi-rigide comme l'indique le protocole de mesure. Le niveau de puissance à la sortie de la source synthétisée est maintenu constant et égal à celui précédemment utilisé. La courbe -a- de la Planche (I.2) décrit l'évolution de la puissance maximale induite sur chacune de ces structures.

L'observation de la courbe -a- de la Planche (I.2) permet de constater que la symétrie de l'éprouvette SYM1 procure un comportement de la puissance induite quasi indépendant de la fréquence jusqu'à une fréquence située entre 2 et 3 GHz. Au delà, la courbe suit une évolution inversement proportionnelle au carré de la fréquence comme l'éprouvette de référence EBM1.

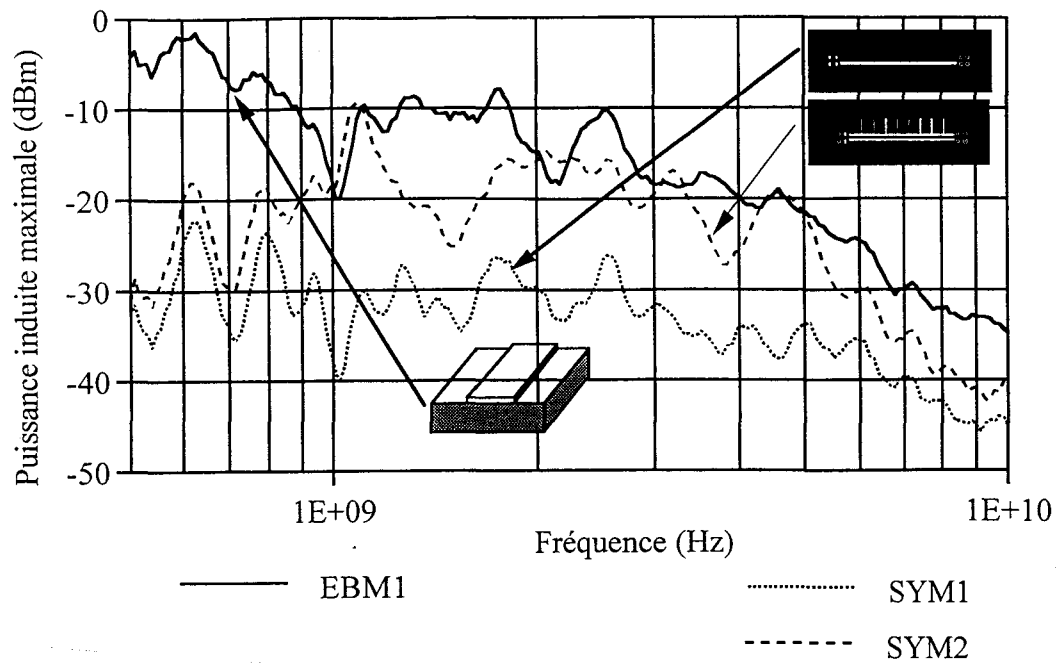
L'effet des ouvertures dans le plan procure à l'éprouvette SYM2 un comportement complètement différent. Si l'observation de la courbe montre qu'en début de bande la puissance induite y est quasiment identique à celle induite sur SYM1, cette dernière connaît par contre une forte évolution dès 900 MHz. Cet écart compris entre 10 et 15 dB jusque 5 GHz diminue en fin de bande pour tendre vers 0. L'éprouvette SYM2 se comporte alors comme SYM1.

Notons la présence de maximums d'énergie localisés respectivement vers 1,2 GHz, autour de 2 GHz et de manière plus significative au delà de 3 GHz ainsi qu'entre 4 et 5 GHz.

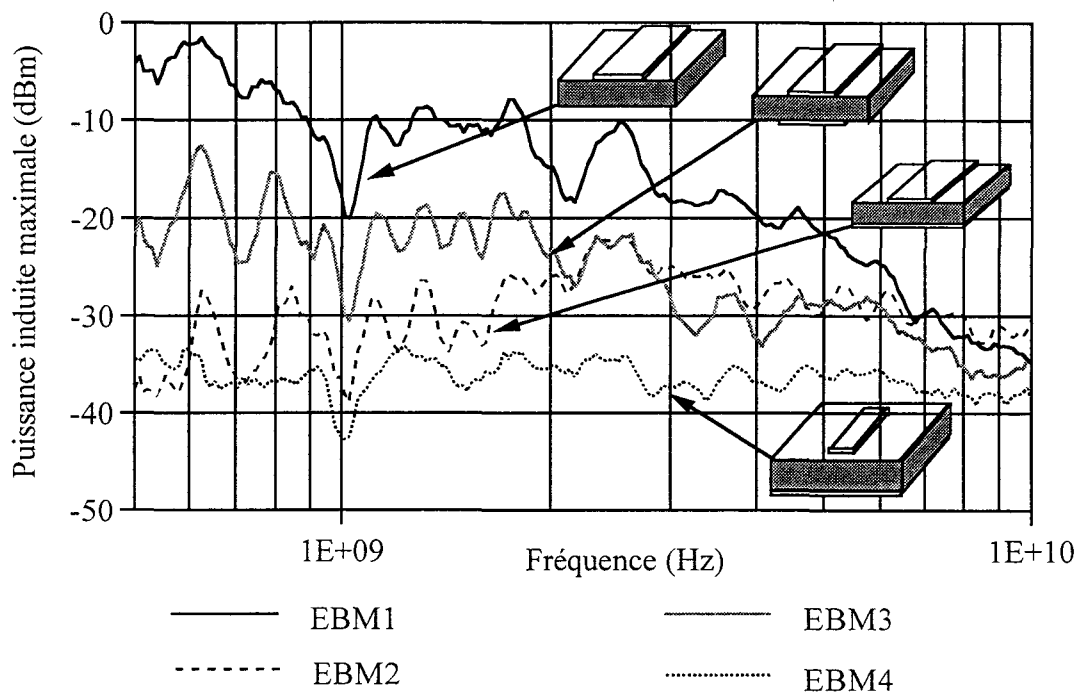
L'analyse du coefficient de réflexion de la Figure I.25 relatif à cette éprouvette a mis en évidence qu'autour de ces deux dernières fréquences, le minimum relevé sur l'évolution du paramètre S21 n'était pas relié à une désadaptation localisée de l'éprouvette.

Conformément à la démarche entreprise pour l'échantillon EBF2, nous avons mesuré ce paramètre quand l'éprouvette SYM2 est plongée dans l'ambiance électromagnétique de la chambre réverbérante.

La Figure I.29 compare le résultat du S21 de cette éprouvette en espace libre et placée dans la chambre réverbérante.



-a- Eprouvettes symétriques.



-b- Eprouvettes microrubans.

Planche I.2. Evolution de la puissance induite maximale fonction de la fréquence des épreuves symétriques et microrubans.

La mesure consiste alors à retenir pour chaque fréquence le maximum d'énergie dissipée dans la charge et en faire le rapport par la puissance injectée.

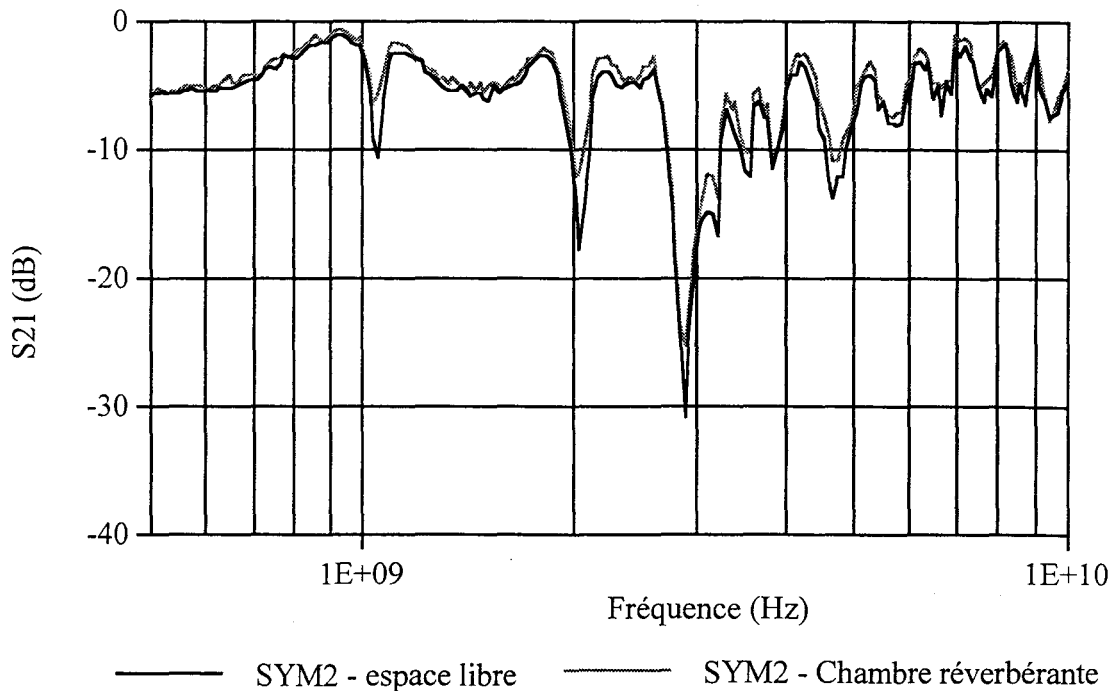


Figure I.29. Coefficient de transmission  $S_{21}$  de l'éprouvette SYM2 plongée dans l'ambiance électromagnétique de la chambre réverbérante.

Le résultat montre précisément qu'à certaines fréquences situées précisément autour de 3 GHz et entre 4,5 GHz, une quantité d'énergie perceptible semble se réinduire sur la structure ce qui montre l'influence de couplage de mode commun associé au mode différentiel.

De nouveau, les fluctuations d'amplitude observables en dessous du GHz sur les résultats obtenus en chambre réverbérante semblent par contre indépendants de la géométrie de l'éprouvette.

Dans un deuxième temps, les différentes éprouvettes microrubans EBM2, EBM3 et EBM4 sont placées successivement à l'intérieur de la chambre réverbérante selon les mêmes configurations de mesure. L'ensemble des résultats résumés sur la courbe -b- de la Planche I.2 fait aussi figurer à titre de comparaison l'évolution de la puissance induite de l'éprouvette de référence EBM1

L'effet des dimensions du plan de masse démontre très clairement des comportements différents. Sur l'éprouvette EBM4 qui bénéficie du plan de référence le plus large (245mm x 180mm), la puissance induite y est la plus faible et quasiment indépendante de la fréquence. Si on diminue la largeur de ce plan, le niveau induit s'en trouve augmenté comme on peut le constater et ce notamment sur l'éprouvette EBM3 où le plan devient cette fois du même ordre de grandeur que la piste propageant le signal.

Les maximums observés en dessous du GHz sur les éprouvettes SYM1 et SYM2 se retrouvent aux mêmes fréquences sur EBM2 et EBM3, ce qui confirme que la géométrie de l'éprouvette n'est pas en cause. Il semble par contre que l'origine de cette source perturbatrice supplémentaire se situe dans le protocole de mesure employé au niveau du câble semi rigide, décrit rappelons le Figure I.26. Ce dernier permettant d'éloigner les échantillons des parois pour assurer une efficacité optimale du brasseur de modes est aussi induit à son tour par l'énergie électromagnétique ambiante. Compte tenu du fait que l'autre extrémité de l'éprouvette est laissée en l'air, cette dernière n'est pas reliée électriquement à la paroi et les conditions aux limites du courant circulant alors sur le blindage ne sont pas satisfaites.

A ce stade, l'analyse de la nature des couplages mis en jeu sur l'ensemble de ces deux technologies (microruban et symétrique) semble délicate. C'est pour cette raison que l'on va préférer comparer les comportements relatifs de ces éprouvettes en recherchant les paramètres relatifs d'efficacité de blindage.

### *I.7.) Définition de la notion d'efficacité de blindage d'un circuit imprimé appliqué à des mesures en chambre réverbérante.*

La notion de blindage électromagnétique appliqué au circuit imprimé va englober toutes les structures géométriques susceptibles d'atténuer l'amplitude d'une onde électromagnétique parasite qui illumine une piste propageant un signal utile entre deux composants.

Si on fait un parallèle avec les blindages composant les câbles, la transmission d'un champ perturbateur va se caractériser par l'apparition d'une tension perturbatrice  $V_p$  qui apparaît aux extrémités du câble et d'un courant perturbateur  $I_p$  circulant le long du blindage de ce dernier. On peut caractériser ce blindage par la notion d'impédance de transfert  $Z_t$  définie comme le rapport de cette tension  $V_p$  par le courant  $I_p$ , divisé par la longueur

de l'échantillon de manière à normaliser cette impédance à l'unité de longueur.

$$Z_t = \frac{1}{L} \frac{2V_p(0)}{I_p} = \frac{1}{L} \frac{2V_p(L)}{I_p} \quad (I.7)$$

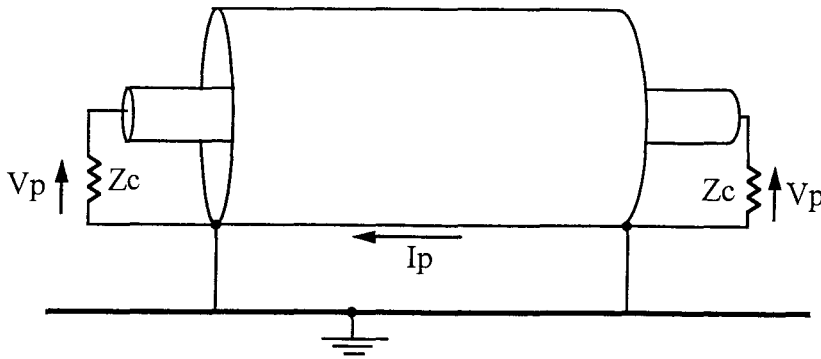


Figure I.30. Définition de l'impédance de transfert d'un câble coaxial.

Dans le cas d'un circuit imprimé constitué d'une piste véhiculant le signal utile, déposée sur un substrat diélectrique muni d'un plan de masse, la tension  $V_p$  sera la tension qui prendra naissance aux bornes des impédances présentes aux extrémités de la piste. Ces dernières sont usuellement celles présentées par les composants interconnectés par cette piste. Le courant  $I_p$  sera le courant circulant sur le blindage du circuit.

Ce courant n'est toutefois pas directement mesurable en chambre réverbérante. Le seul paramètre auquel nous pouvons accéder est la puissance qui est reçue sur la face extérieure du circuit, notée  $P_{ext}$ . A l'aide de cette puissance, on peut définir un critère d'efficacité de blindage soit le rapport entre la puissance détectée en sortie de l'échantillon sous test notée  $P_{est}$  et la puissance  $P_{ext}$ .

Cette efficacité de blindage s'exprimera de ce fait en dB à partir de la relation suivante:

$$EB(\text{dB}) = 10 \text{Log}_{10} \left( \frac{P_{est}}{P_{ext}} \right) \quad (I.8)$$

La puissance  $P_{ext}$  représente la puissance qui peut être mesurée par une antenne placée à l'intérieur de la chambre réverbérante si les dimensions de l'objet sous test ne sont pas telles qu'il vienne modifier le champ électromagnétique ambiant. Ceci correspond notamment au cas où les circuits

précédemment étudiés sont placés à l'intérieur de la chambre. Une expérience relative à la mesure de la puissance induite sur l'antenne de référence en présence ou non du plus grand des circuits (éprouvette EBM4) conduit à un résultat identique. On en déduit que la relation précédente (I.8) peut se réécrire sous la forme:

$$EB(\text{dB}) = 10\text{Log}_{10}\left(\frac{P_{\text{ext}}}{P_{\text{ref}}}\right) \quad (\text{I.9})$$

où  $P_{\text{ref}}$  sera la puissance mesurée par l'antenne de référence de la chambre.

De précédents résultats ont montré que cette puissance était quasiment identique à celle mesurée par l'éprouvette EBM1, éprouvette dont le comportement s'apparente à celui d'un monopole. Des travaux antérieurs[9] atteste en effet que la puissance induite sur un monopole est identique à celle que capte l'antenne de référence dès que la dimension de ce dernier est supérieure à une valeur proche de  $\lambda/4$ . La longueur de la piste « signal » de nos différentes éprouvettes étant égale à 10 cm, on peut remarquer que dès 500 MHz, cette longueur satisfera quasiment l'inégalité précédente; la vitesse de propagation étant nécessairement inférieure à celle de la lumière compte tenu de la présence du diélectrique.

La puissance de référence  $P_{\text{ref}}$  sera donc prise égale à celle que mesure l'éprouvette EBM1. La relation (I.9) s'écrira en définitif selon la forme:

$$EB(\text{dB}) = 10\text{Log}_{10}\left(\frac{P_{\text{ext}}}{P_{\text{EBM1}}}\right) \quad (\text{I.10})$$

A l'aide de cette dernière relation, la notion efficacité de blindage sera rattachée à un critère d'atténuation lié à la présence d'un plan de masse et à son dimensionnement.

### I.7.1.) Comportement de l'efficacité de blindage des éprouvettes microrubans et symétriques.

Pour faciliter la compréhension des résultats et appréhender la nature des couplages qui vont intervenir sur ces deux structures, nous allons à l'aide de la relation (I.10) évaluer l'efficacité de blindage des éprouvettes EBM2 et SYM1.

La première rappelons - le est une ligne microruban constituée d'une piste de 1 mm de large sur 10 cm de longueur. Les dimensions du plan de référence adossé sur la face opposée sont respectivement de 10 cm de long sur 6 cm de large. Dans le deuxième cas, la structure SYM1 représente cette même piste entourée cette fois d'un plan de masse. La piste voit ainsi à égale distance un plan de référence sur toutes ses faces.

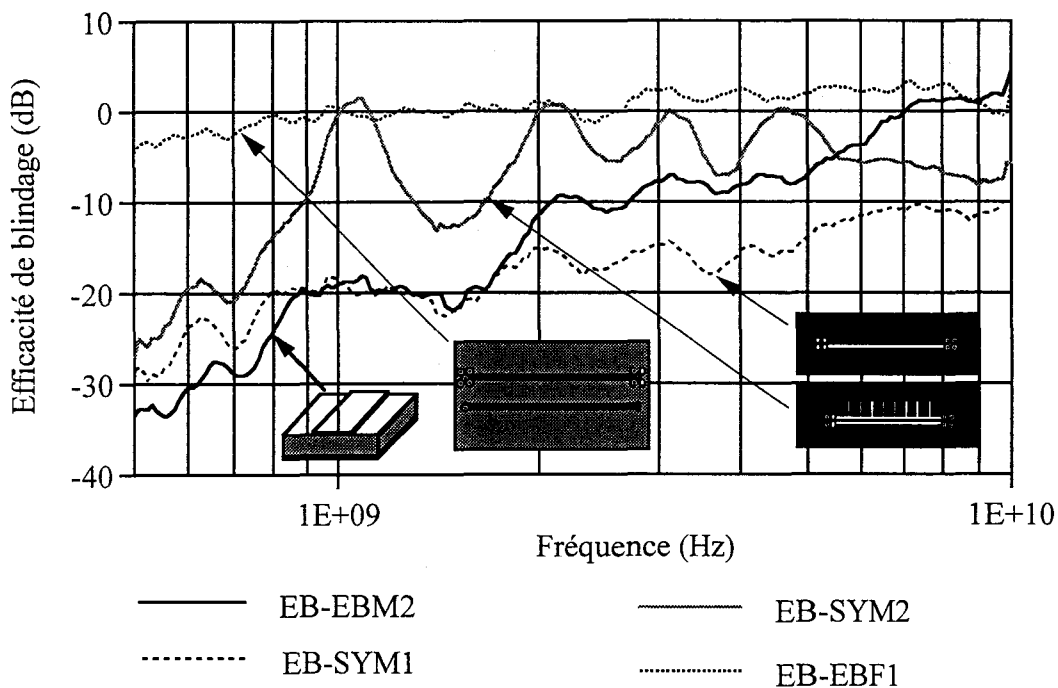


Figure I.31. Evolution de l'efficacité de blindage des éprouvettes EBM2, SYM1 et SYM2. EBM1 est prise comme éprouvette de référence.

La Figure I.31 représente l'évolution de ces deux courbes. En dernier lieu figurera l'efficacité de blindage de l'éprouvette SYM2, identique à SYM1 mais pour laquelle une série d'ouvertures a été pratiquée dans le plan de masse et celle de l'éprouvette bifilaire EBF1.

L'efficacité de blindage est ici représentée en effectuant pour faciliter l'interprétation des résultats, un lissage sur 5 points.

Cette façon de représenter les résultats confirme bien que la puissance reçue sur l'éprouvette bifilaire est bien imposée par l'induction du mode commun, puisque l'efficacité de blindage se situe autour de 0 dB quelque soit la fréquence entre 500 MHz et 10 GHz.

Si on regarde l'efficacité de blindage donnée par l'éprouvette EBM2 de type microruban, l'écart à 500 MHz montre qu'elle atténue d'au moins 30 dB la puissance reçue par rapport au monopole de référence.

L'énergie induite reçue sur cette éprouvette peut avoir deux origines. Un couplage uniquement provoqué par le mode différentiel entre la piste et son image électrique. En effet, un tel mode de couplage donnerait une force électromotrice induite proportionnelle à la fréquence. Ceci devrait se traduire sur la courbe de la Figure I.31 par une atténuation se dégradant elle aussi de façon proportionnelle à la fréquence, ce que semble confirmer la courbe mesurée. Une autre cause possible est l'induction d'un mode commun dont l'ampleur évolue de façon proportionnelle à la fréquence.

Si on regarde le résultat obtenu avec l'éprouvette symétrique SYM1, la dégradation de l'efficacité de blindage se fait avec une loi plutôt proportionnelle à la racine carrée de la fréquence. La symétrie de cette dernière fait que les chances d'y induire un mode commun sont beaucoup plus faibles que sur l'éprouvette à structure coplanaire. La puissance reçue devrait donc venir du mode différentiel, toutefois, la symétrie de la structure va encore jouer dans le sens d'une réduction de cette puissance puisque, de part et d'autre du conducteur central, vont apparaître des sources différentielles de polarité opposée.

L'évolution en racine carrée de la fréquence implique que ces deux phénomènes sont masqués par un couplage par conduction introduit par le courant induit sur le plan de masse. En effet, la circulation du courant sur les bords du plan provoque par effet de peau des sources de tension de même polarité qui expliquent le comportement observé lors de la mesure.

Si on regarde la courbe d'efficacité de blindage obtenue avec l'éprouvette SYM2, cette dernière s'approche de 0 dB à 1 GHz, 2 GHz, 3 et 4 GHz,



fréquences qui correspondent à des singularités déjà observées sur les caractéristiques du coefficient de transmission. Ceci est probablement lié à la distribution périodique des ouvertures pratiquées sur l'un des bords du plan. Chaque ouverture apporte une force électromotrice induite de mode différentiel. Ce mode alors dominant a tendance à lisser le comportement de l'efficacité de blindage pour obtenir en définitif une évolution quasi indépendante en fonction de la fréquence.

On retrouve là un comportement déjà mis en évidence par Warin[9] qui a mesuré l'efficacité de blindage de câbles coaxiaux munis d'ouvertures. On constate en effet, si on représente les résultats obtenus Figure I.32, que l'augmentation du nombre des ouvertures modifie l'évolution de l'efficacité de blindage ; les courbes ayant tendance à devenir indépendante de la fréquence.

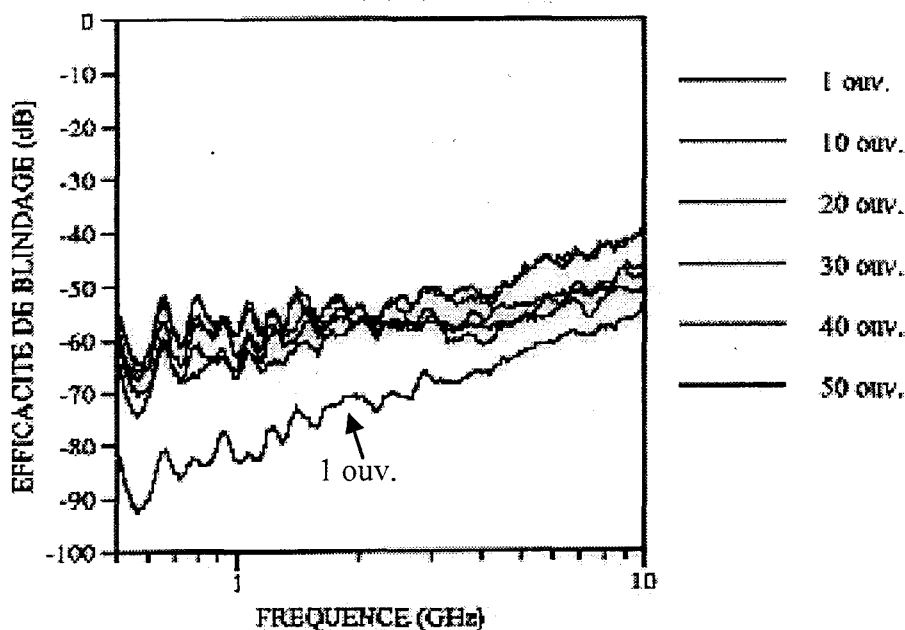


Figure I.32. Efficacité de blindage de câbles coaxiaux à ouvertures.

### I.7.2.) Evaluation quantitative de l'effet apporté par le plan de masse.

La Figure I.33 rassemble les caractéristiques d'efficacité de blindage de plusieurs éprouvettes comportant des plans de masse. Chaque efficacité est rapportée à la piste de 10 cm posée sur un substrat sans plan de masse.

L'éprouvette bifilaire sur laquelle on a vu que le mode commun l'emportait nettement par rapport au mode différentiel induit, sera utilisée comme paramètre de référence.

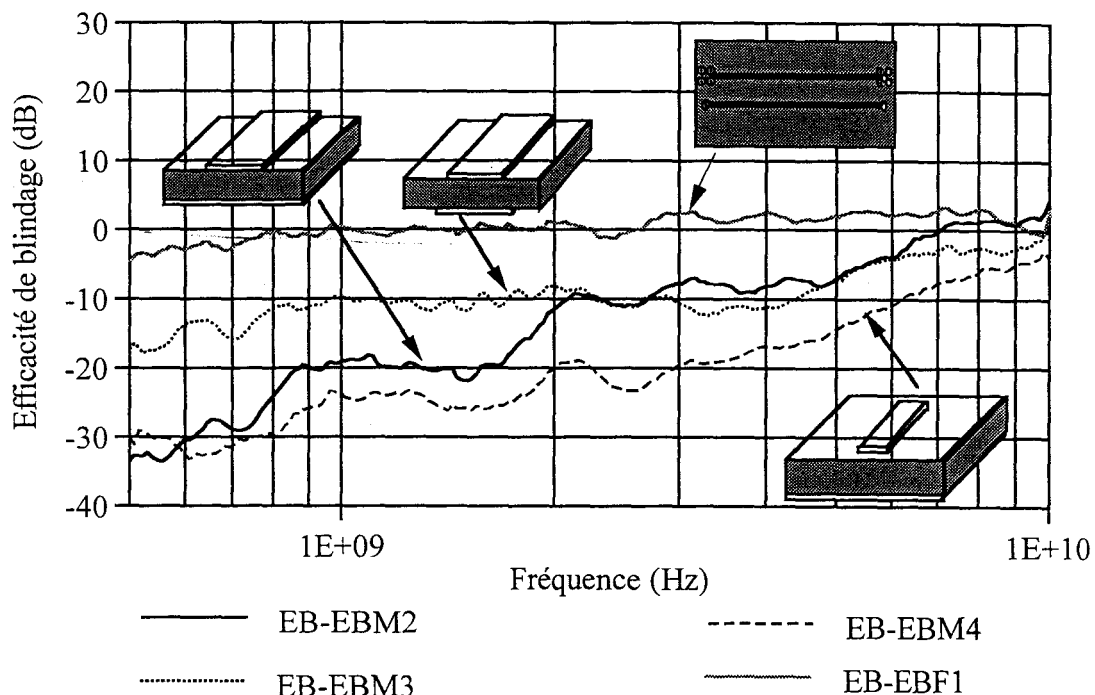


Figure I.33 Evolution de l'efficacité de blindage des éprouvettes EBM2, EBM3 et EBM4. La puissance de référence est celle induite sur EBM1.

On va tout d'abord comparer le comportement des éprouvettes EBM2 et EBM3. Elles comportent chacune une piste de 1 mm de largeur. La longueur du plan est dans chaque cas la même et égale à 10 cm. Seule sa largeur va varier puisqu'elle passe de 60 mm pour EBM2 à 6 mm pour EBM3.

De 500 MHz à 4 GHz, le comportement de EBM3 est pratiquement identique à celui enregistré sur l'éprouvette bifilaire. L'efficacité de blindage passe cependant de 0 dB à -10 dB, ce qui signifie que le mode commun bien

que dominant par rapport au mode différentiel, y est induit avec moins d'ampleur. Ceci provient probablement de la géométrie de l'éprouvette qui tend à dissymétriser les deux conducteurs bifilaires. En remplaçant la piste de référence par un plan, on diminue le couplage du champ sur la structure et donc les courants de mode commun et différentiel qui prennent naissance.

EBM2 montre un comportement tout autre. L'efficacité de blindage suit une loi pratiquement proportionnelle à la fréquence dès 500 MHz, en étant jusqu'au environ de 3 GHz 10 dB en dessous de EBM3. Par contre, cette dernière rejoint le résultat mesuré sur EBM3 au delà et les deux éprouvettes suivent alors jusque 10 GHz la même évolution.

On peut attribuer à ce comportement deux mécanismes possibles.

- La contribution du mode différentiel dont l'effet serait sur EBM2 sensible dès 500 MHz, puisque le plan de largeur plus grande réduirait encore le mode commun au point de le situer au dessous du mode différentiel. Au dessus de 3 GHz, le mode différentiel l'emporterait sur le mode commun induit sur EBM3, ce qui expliquerait le comportement similaire des deux structures entre 3 GHz et 10 GHz. Cette explication suppose cependant que le champ qui produit le mode différentiel soit de même amplitude sur les deux éprouvettes. Ce champ est tributaire de la dimension du plan et devrait en principe être plus intense sur EBM3, ce qui s'éloigne des conditions pour lesquelles la théorie des images n'est plus tout à fait valable. Les faits expérimentaux sont contraires à cette hypothèse.

- L'autre source qui peut expliquer la loi de variation proportionnelle à la fréquence, peut venir des fuites électromagnétiques situées au niveau de la transition du connecteur coaxial et de l'ensemble piste - plan. Ces fuites auraient dans ce cas le même effet sur EBM2 et EBM3, ce qui semble plus plausible avec l'expérience au dessus de 3 GHz.

La caractéristique obtenue sur l'éprouvette EBM4 apporte sur cette explication d'autres informations. La piste est cette fois posée sur un substrat adossé à un plan de grande dimension; soit 24,5 cm de longueur sur 18 cm de largeur. La liaison avec les extrémités de la piste est faite par des connecteurs SMA coudés, disposés côté plan de masse comme l'indique la Figure I.34.

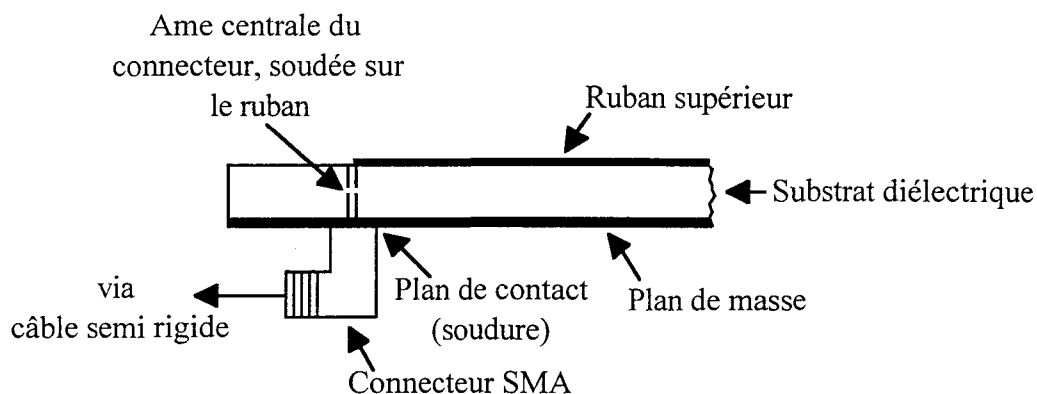


Figure I.34. Utilisation d'une transition coudée sur l'éprouvette microruban EBM4.

La caractéristique de l'efficacité de blindage de la Figure I.33 montre que celle-ci évolue plutôt de façon proportionnelle à la racine carrée de la fréquence jusque 3 GHz. La courbe semble alors se rapprocher du comportement observé sur l'éprouvette SYM1. En effet, si ce plan était supposé parfaitement conducteur et de dimension infinie, la composante du champ incident serait en totalité réfléchi dans l'espace et viendrait en définitif s'ajouter à la composante incidente. De ce fait, seul un courant à la surface du plan y prendrait naissance. En haute fréquence, l'impédance d'un tel plan étant proportionnelle à la racine carrée de la fréquence compte tenu de l'effet de peau, l'évolution de l'efficacité de blindage suivrait cette loi. C'est probablement, en rapport avec les dimensions précédentes, le mécanisme qui régit l'éprouvette EBM4 jusque 3 GHz. Au delà, l'efficacité de blindage suit une loi proportionnelle à la fréquence.

Avec les hypothèses précédentes, le mode commun ne pourrait exister sur une telle éprouvette. Or, ce n'est pas tout à fait le cas sur EBM4. Le changement de comportement observé peut avoir deux origines.

- Une fuite localisée qui se situerait au niveau des connecteurs mais qui serait fortement atténuée du fait de l'implantation sous le plan de référence. On symétrise ainsi l'excitation de la ligne; l'efficacité de blindage s'en trouve plus faible que celle de EBM2.

- L'influence du mode différentiel qui serait provoqué par le flux magnétique entre la piste et son image électrique. Cet effet deviendrait prépondérant vis à vis du couplage par conduction provoqué par la circulation du courant sur le plan de masse.

On peut chiffrer l'écart d'atténuation entre EBM4 et EBM2, compris entre 7 et 8 dB en faveur de l'éprouvette EBM4. Par ailleurs, les oscillations perceptibles en dessous du GHz, dues aux conditions aux limites insatisfaites

sur le câble semi rigide sont sur cette structure atténuées du fait de l'interconnexion des connecteurs.

### I.7.3.) Appréciation de la technologie symétrique.

Pour mettre en évidence l'apport de cette technologie, on peut comparer la puissance induite sur l'éprouvette SYM1 vis à vis de celle mesurée par un échantillon asymétrique muni lui aussi d'un plan de référence.

Nous choisissons l'éprouvette EBM2 comme éprouvette de référence. Ceci nous permet dans ce cas d'obtenir le résultat de la Figure I.35.

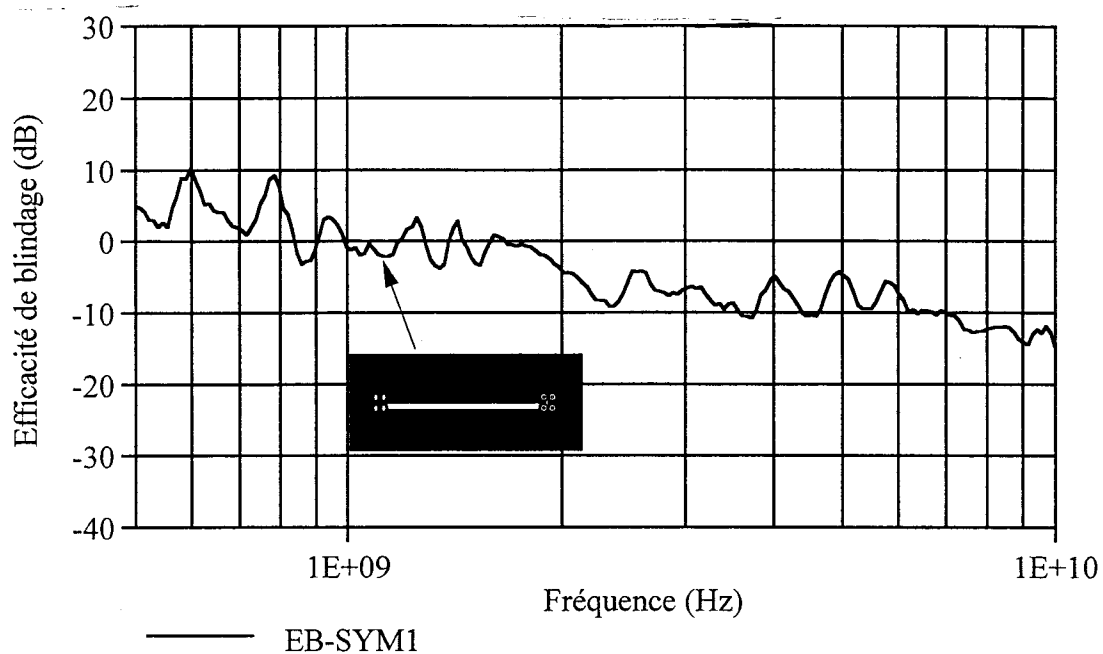


Figure I.35. Evaluation de l'efficacité de blindage de l'éprouvette SYM1.  
L'éprouvette EBM2 est prise comme nouvelle éprouvette de référence.

L'allure de ce paramètre est décroissante avec la fréquence ce qui prouve que symétriser la structure est avantageux au plus la fréquence augmente. Au delà de 2 GHz, on peut en effet constater une valeur moyenne d'efficacité de blindage de -10 dB, ce qui signifie que la structure symétrique est induite par dix fois moins de puissance que EBM2. En dessous de cette fréquence, cette technologie n'apporte aucune protection supplémentaire par rapport à la technologie microruban.

Pour apprécier en dernier lieu l'apport d'énergie induite par l'ajout d'ouvertures dans le plan de l'éprouvette SYM1, nous avons sur la Figure I.36 représenté l'efficacité de blindage de l'éprouvette SYM2 en prenant SYM1 comme éprouvette de référence.

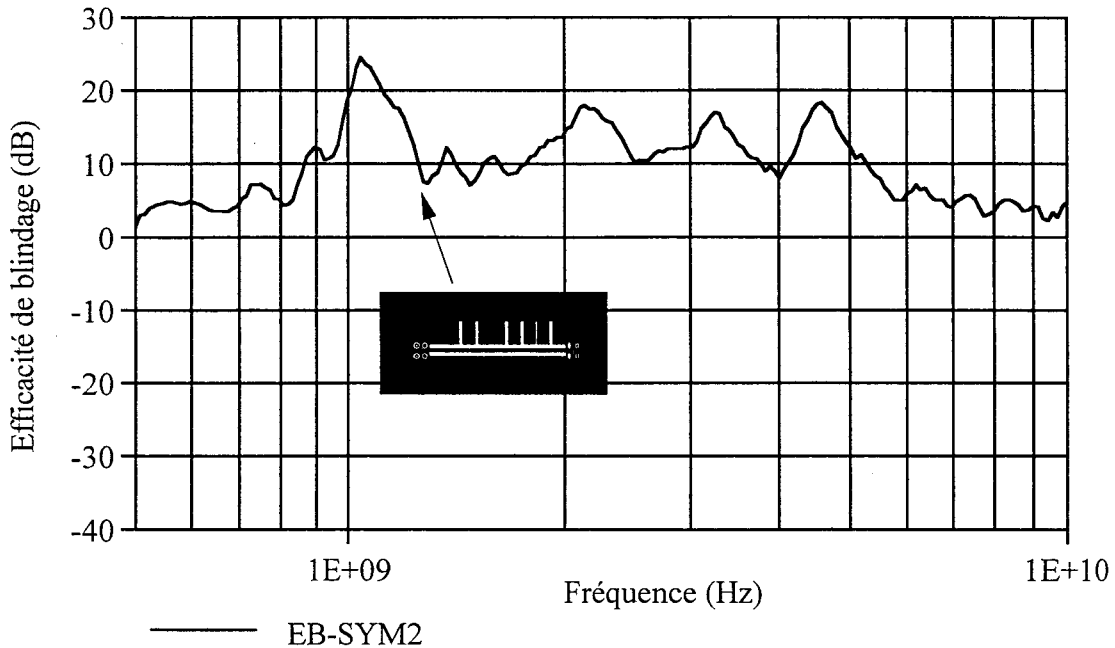


Figure I.36. Evaluation de l'efficacité de blindage de l'éprouvette SYM2, l'éprouvette SYM1 étant prise comme éprouvette de référence.

On retrouve très bien le comportement lié au nombre important d'ouvertures mis en évidence précédemment, soit un comportement moyen indépendant de la fréquence compte tenu de la forte influence du mode différentiel.

L'effet des ouvertures amène par contre un accroissement de la puissance induite d'environ 10 dB par rapport à une structure dépourvue d'ouverture, et ce particulièrement entre 1 et 5 GHz.

*I.8.) Méthodologie de la mesure de l'efficacité de blindage en chambre anéchoïque en vue d'une comparaison avec des mesures en chambre réverbérante à brassage de modes.*

**I.8.1.) Positionnement de la chambre réverbérante dans un contexte normatif.**

Depuis le 1er Janvier 1996, l'application de la directive européenne 89/336/CEE est obligatoire pour tous les appareils électriques et électroniques ainsi qu'aux équipements et installations qui contiennent des composants électriques et/ou électroniques susceptibles de créer des perturbations électromagnétiques ou dont le fonctionnement est susceptible d'être affecté par ces perturbations.

Parmi les différents essais à effectuer pour certifier un appareil intervient la mesure d'immunité aux champs rayonnés dans la gamme de fréquences situées entre 80 MHz et 1000 MHz. Cet essai se réalise conventionnellement en chambre anéchoïque blindée; moyen d'essai largement répandu et reconnu par la normalisation internationale.

Cette méthode reproduit assez bien les conditions de propagation en espace libre; elle s'avère néanmoins fastidieuse à mettre en oeuvre si on souhaite explorer tous les angles d'incidence électromagnétique possibles. L'usage d'une chambre réverbérante est à ce niveau assez délicat puisque la plus basse fréquence à laquelle on peut l'utiliser va plutôt se situer vers les centaines de MHz.

Concernant la chambre du LRPE dont le volume est à peu près égal à  $14 \text{ m}^3$ , la fréquence minimale d'utilisation est située vers 500 MHz comme l'a montré Warin[9]. Cette fréquence qui correspond au seuil de fonctionnement en cavité surdimensionnée est liée aux dimensions de cette enceinte qui doivent être grandes devant la longueur d'onde. C'est à cette condition que toute antenne placée à l'intérieur de la chambre; qu'elle soit émettrice ou réceptrice verra son diagramme de rayonnement devenir isotrope. Une autre condition importante est la densité de modes contenus dans une bande  $\Delta F$  autour d'une fréquence centrale  $f_0$  dont Liu et al[17] donne la formulation analytique en haute fréquence suivante:

$$D(f_0) = \frac{8\pi V}{c^3} f_0^2 \Delta F \quad (I.11)$$

Si on prend une bande  $\Delta F$  de 10 MHz, la chambre du LRPE possède une densité de modes égale à 32 à la fréquence de 500 MHz.

En considérant ce chiffre comme une valeur caractéristique, on voit que si on désire réaliser une chambre réverbérante aux fréquences voisines de 80 MHz, l'utilisation de la formule précédente conduira à des dimensions moyennes de l'enceinte voisines de 10 mètres!

Néanmoins, les conditions reproduisant une propagation en espace libre en champ lointain (onde plane) ne sont souvent satisfaites que vers les fréquences supérieures à la centaine de MHz. Ceci est principalement dû aux propriétés des absorbants contenus dans la chambre anéchoïque dont l'efficacité n'est effective que lorsque leur dimension devient supérieure à la longueur d'onde. En outre, l'émergence de sources de pollution électromagnétique nouvelles situées largement au delà de la centaine de MHz; citons uniquement comme exemple la téléphonie cellulaire à 900 MHz et 1800 MHz montre que dès lors les dimensions d'une chambre réverbérante tendent à devenir plus acceptables.

### I.8.2.) Nécessité d'une mesure sous un champ électrique constant.

Pour procéder à une comparaison entre ces deux moyens d'essai, il convient de calibrer le champ électrique incident à une valeur constante en fonction de la fréquence. En effet, la caractéristique essentielle d'une mesure en chambre anéchoïque est la distance "r" à laquelle est placé l'objet sous test de l'émetteur qui sera dans notre cas une antenne simulant la source parasite. La puissance reçue sur l'objet dépendra donc beaucoup de ce paramètre. En chambre réverbérante, c'est le coefficient de qualité qui va conditionner la puissance reçue sur cet objet. En d'autres mots, une mesure de la puissance induite sur une éprouvette sera complètement différente d'un dispositif à l'autre.

Si on veut comparer les deux mesures, il faut calibrer le champ électromagnétique incident de manière à créer au niveau de l'éprouvette sous test la même ambiance électromagnétique. Ainsi, reprenant la définition (I.10)



précédente, nous serons à même d'évaluer l'efficacité de blindage d'une éprouvette "i" face à un échantillon de référence.

Nous nous sommes fixés une bande d'étude comprise entre 500 MHz et 2 GHz. La limite inférieure permet d'utiliser la chambre réverbérante du laboratoire et la limite supérieure est imposée par le dimensionnement des amplificateurs disponibles.

Des essais préliminaires ont montré qu'un champ électrique d'amplitude égale à 3 V/m pouvait s'obtenir dans cette bande. Ce niveau n'étant pas sans rapport avec des niveaux parasites actuels; c'est par exemple le champ électrique que l'on peut trouver à une distance de trois mètres d'un téléphone GSM 2 Watts, nous retiendrons cette valeur pour les essais.

### **I.8.3.) Procédure de régulation du champ électrique en chambre anéchoïque.**

#### *I.8.3.1.) Présentation du banc de mesure en chambre anéchoïque.*

Pour couvrir la bande de fréquence désirée, il est nécessaire en chambre anéchoïque de recourir à deux types d'antennes différentes. La bande comprise entre 500 MHz et 1 GHz sera assurée par une antenne log-périodique et celle couvrant les fréquences de 1 GHz à 2 GHz par un cornet double ridge.

La polarisation adoptée par les antennes d'émission étant un paramètre déterminant sur le niveau de la puissance induite sur l'éprouvette, nous procéderons à la calibration du champ sur les deux polarisations, horizontale et verticale.

Cette disposition est justifiée par le fait que l'illumination en chambre réverbérante est implicitement isotrope.

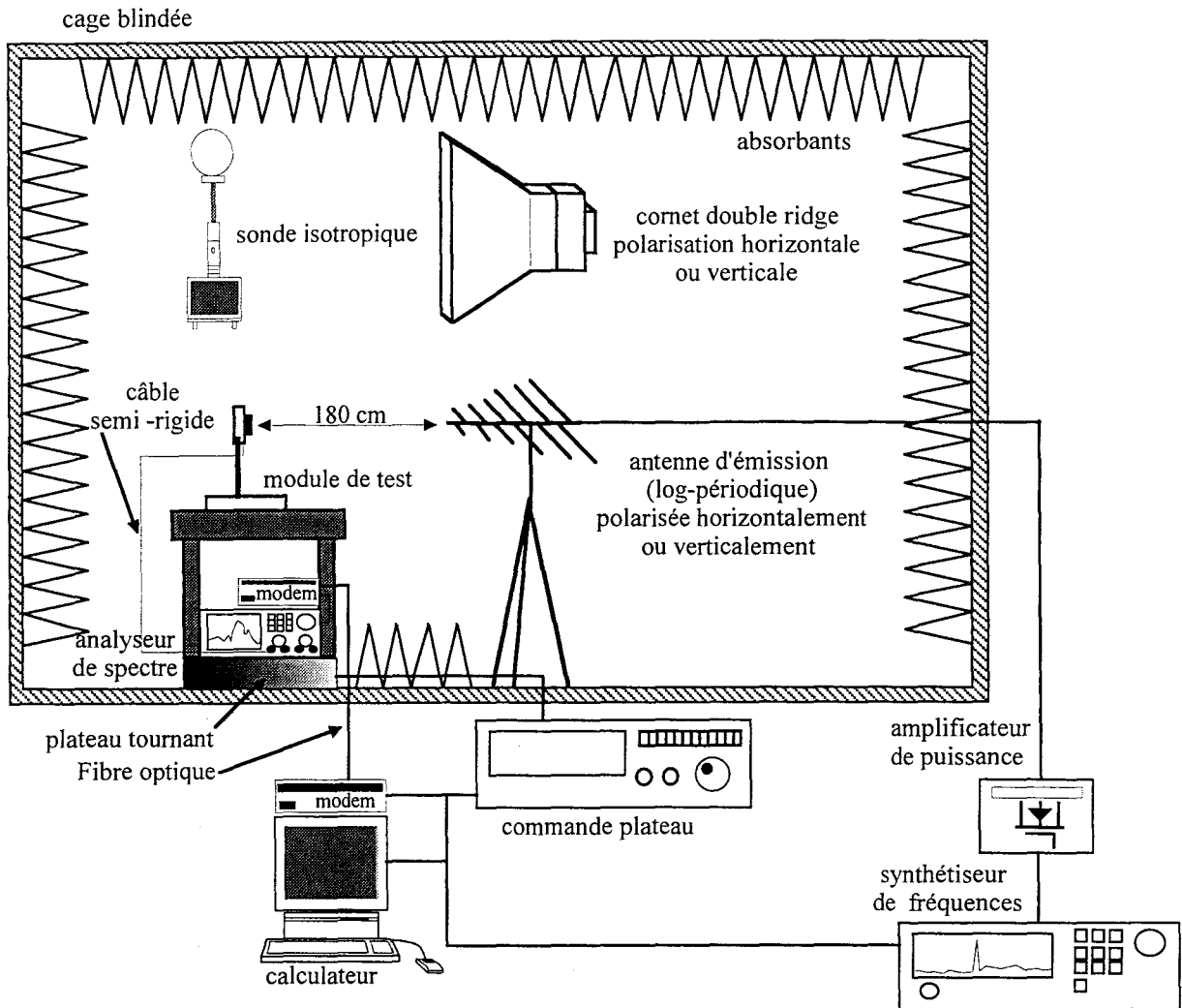


Figure I.37. Synoptique du banc de mesure en chambre anéchoïque.

Le banc de mesure va se présenter selon la Figure I.37. Le signal issu du synthétiseur est amplifié par un amplificateur de puissance large bande de gain 30 dB. La puissance admissible à cet appareil ne devant pas être supérieure à 10 dBm, le niveau de sortie maximal est donc fixé à 40 dBm soit 10 Watts. Compte tenu de ce niveau, la distance antenne - objet initialement prise égale à 3 mètres est modifiée de manière à obtenir la contrainte de 3 V/m dans la bande de fréquences souhaitée. Sa valeur définitive sera égale à 1,80 mètre. Malgré ce rapprochement, l'approximation du champ lointain ( $d > \lambda/2\pi$ ) reste cependant largement vérifiée.

Des absorbants sont placés entre l'antenne et l'objet sous test de manière à ne pas prendre en compte les réflexions issues du sol.

Les éprouvettes sont maintenues par un petit support isolant lui-même déposé sur une table en bois permettant de placer ces dernières à une hauteur équivalente à celle des antennes d'émission. Ces éprouvettes sont donc

disposées horizontalement et perpendiculaires à l'axe de l'antenne. Il apparaît que cette disposition reste la plus favorable à l'évaluation de la puissance induite. Réciproquement, c'est aussi la disposition la plus adéquate[18] pour évaluer le rayonnement d'une telle éprouvette.

La mesure de la puissance induite sera assurée via un câble semi rigide par un analyseur de spectre placé directement sous l'objet sous test; ceci afin d'éviter l'utilisation de câbles d'interconnexion trop longs. On préférera de ce fait l'emploi d'une fibre optique qui reliera cet analyseur au ordinateur, assurant une intégrité optimale de l'information. En d'autres termes, le signal issu de l'analyseur de spectre ne sera pas perturbé durant son trajet par l'influence du champ électromagnétique ambiant.

#### *1.8.3.2.) Calibration du champ électrique parasite.*

Le capteur de champ servant à l'évaluation du champ électrique rayonné par la source sera identique lors de la phase de calibration en chambre anéchoïque et en chambre réverbérante. Il va s'agir d'une sonde isotropique permettant de mesurer le module du champ électrique  $|E|$  selon le principe suivant:

$$|E| = \sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2} \quad (I.12)$$

La calibration va donc consister pour chaque fréquence à asservir la puissance issue du synthétiseur de manière à obtenir à l'endroit occupé par l'éprouvette le champ électrique de 3 V/m. Cette opération est effectuée selon les polarisations horizontale et verticale.

#### **1.8.4.) Mesure de la puissance induite. Influence de la polarisation.**

Pour cette confrontation, nous avons préféré utiliser que les quatre éprouvettes EBM1, EBM2, EBM4 et SYM1; ces dernières étant chacune

représentative de phénomènes physiques différents. Les courbes de la puissance induite sur ces quatre échantillons sont présentées sur la Planche I.3.

Les caractéristiques montrent l'importance de la polarisation de l'antenne d'émission sur la puissance électromagnétique induite. Dans les exemples illustrés, deux cas extrêmes sont reproduits[19]:

- Lors de la polarisation horizontale, la piste du circuit est parallèle à la composante du champ incident. On peut donc penser que l'énergie électromagnétique reçue à l'extrémité du circuit est principalement due au couplage de cette piste avec ce champ.

- Inversement en polarisation verticale, le champ électrique est théoriquement orthogonal à la piste. L'énergie reçue est donc induite par des couplages parasites et notamment ceux provoqués par la déformation du champ incident due principalement au câble qui raccorde le circuit à l'analyseur de spectre. Le niveau induit s'en trouve atténué comme le témoigne les différentes courbes.

### I.8.5.) Comparaison avec des mesures effectuées en chambre réverbérante.

#### I.8.5.1.) Calibration du champ électrique.

Dans le cas de la mesure en chambre réverbérante, on va appliquer la source synthétisée sur l'antenne d'émission de la chambre qui est une des deux antennes filaires. La sonde isotropique est placée dans un premier temps à la place de l'objet sous test et pour chaque fréquence explorée, on règle la puissance  $P_t$  à l'entrée de l'antenne à la valeur souhaitée qui permet d'obtenir 3 V/m. Cette valeur est évaluée grâce à la relation suivante issue des travaux de Lamblain[20].

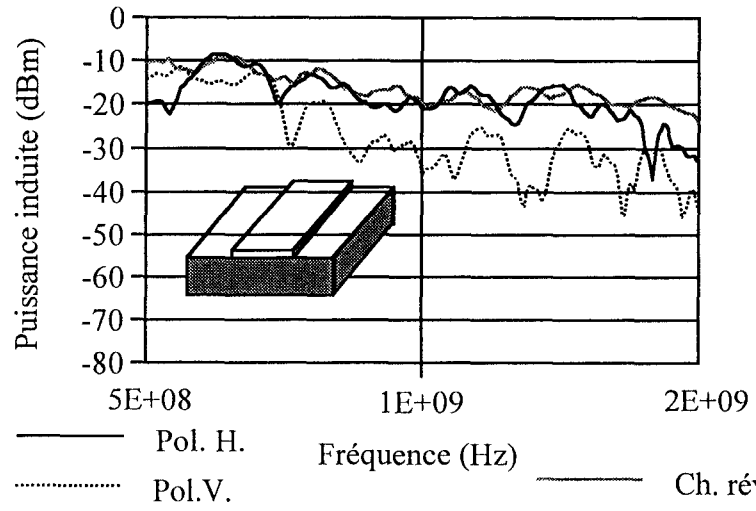
$$P_t = \frac{4\pi V \cdot E_i^2}{Q \cdot \lambda \cdot \eta_0} \quad (I.13)$$

avec  $V$  Volume de la cavité.

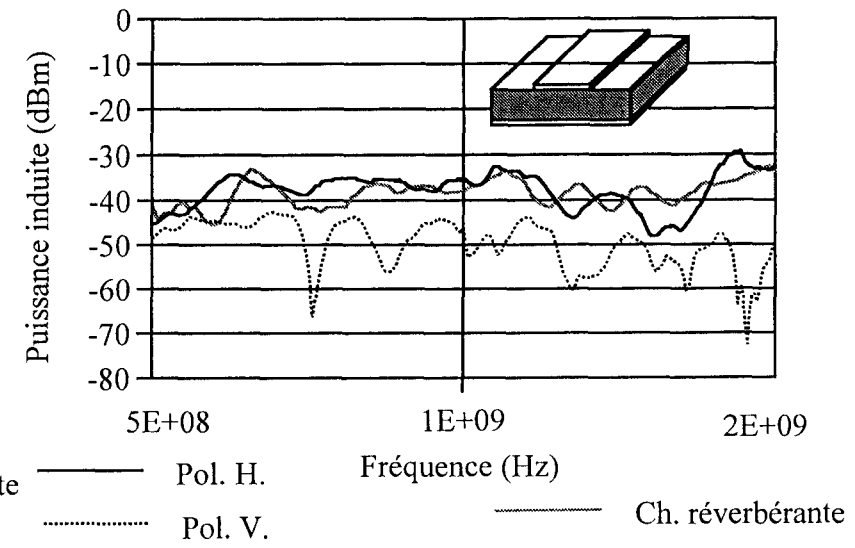
$\eta_0$ : impédance d'onde dans le vide

Cette formulation fait notamment intervenir le coefficient de qualité  $Q$  de la chambre réverbérante dont une expression analytique est aussi disponible.

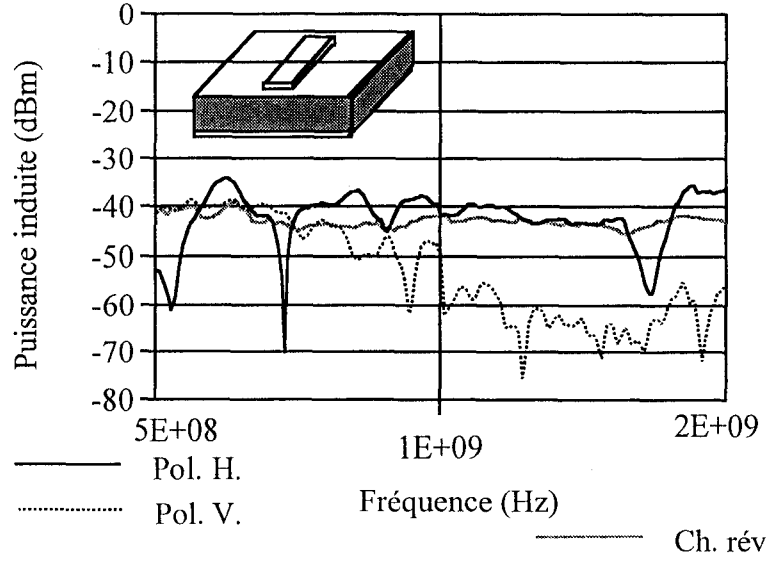
**Eprouvette EBM1**



**Eprouvette EBM2**



**Eprouvette EBM4**



**Eprouvette SYM1**

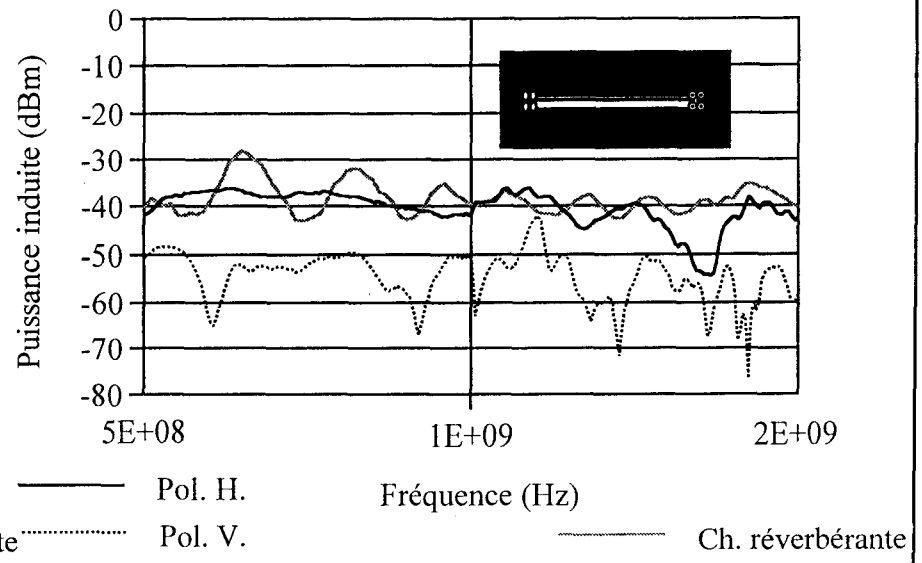


Planche I.3. Puissance induite en chambre anéchoïque et réverbérante.

Dans l'expérience, la mesure du champ électrique est réalisée durant une révolution complète du brasseur de modes et on ne retient en dernier lieu que son amplitude maximale. Cette phase peut s'avérer assez longue puisque l'expérience nécessite à la fois une vitesse de rotation minimale du brasseur compte tenu des traitements informatiques réalisés et dépend des imperfections du brasseur qui amène à corriger le niveau injecté pour un certain nombre de fréquences.

En deuxième lieu, on enlève la sonde et on mesure le niveau de puissance induit sur chaque éprouvette aux fréquences pour lesquelles la puissance d'émission est asservie. Cette puissance correspondra comme pour les mesures effectuées dans les paragraphes précédents à la puissance maximale retenue parmi  $n$  échantillons prélevés sur un tour de brasseur.

#### *1.8.5.2.) Puissance induite sur les éprouvettes expérimentées.*

Les quatre éprouvettes sont successivement placées à l'extrémité du câble semi rigide et l'évolution des puissances induites est comparée aux mesures obtenues en chambre anéchoïque. L'ensemble des courbes est reporté sur la Planche I.3.

Les courbes obtenues en chambre réverbérante reproduisent assez fidèlement celles obtenues avec la polarisation horizontale de l'antenne d'émission qui assure un couplage optimal avec la structure. Les fluctuations d'amplitude qui interviennent lors des mesures en chambre anéchoïque sont réduites; fluctuations qui peuvent avoir pour origine l'interaction de l'ensemble des éléments du banc sur la mesure de la puissance.

#### *1.8.5.3.) Comparaison des résultats en terme d'efficacité de blindage.*

De la même manière qu'au paragraphe (I.3.2.), nous utiliserons la définition de l'efficacité de blindage issue de la relation (I.1). Ceci va nous permettre d'évaluer ce paramètre pour les éprouvettes EBM2 et EBM4. Dans ce cas, l'éprouvette EBM1 sera prise comme élément de référence. Ceci permettra d'apprécier l'ajout d'un plan de masse et l'effet de ses dimensions. Dans un deuxième temps, la symétrie de la structure pourra être mise en évidence en calculant l'efficacité de blindage de l'éprouvette SYM1 vis à vis d'EBM2. L'évolution de ces différents cas de figure est reportée sur la Planche I.4.

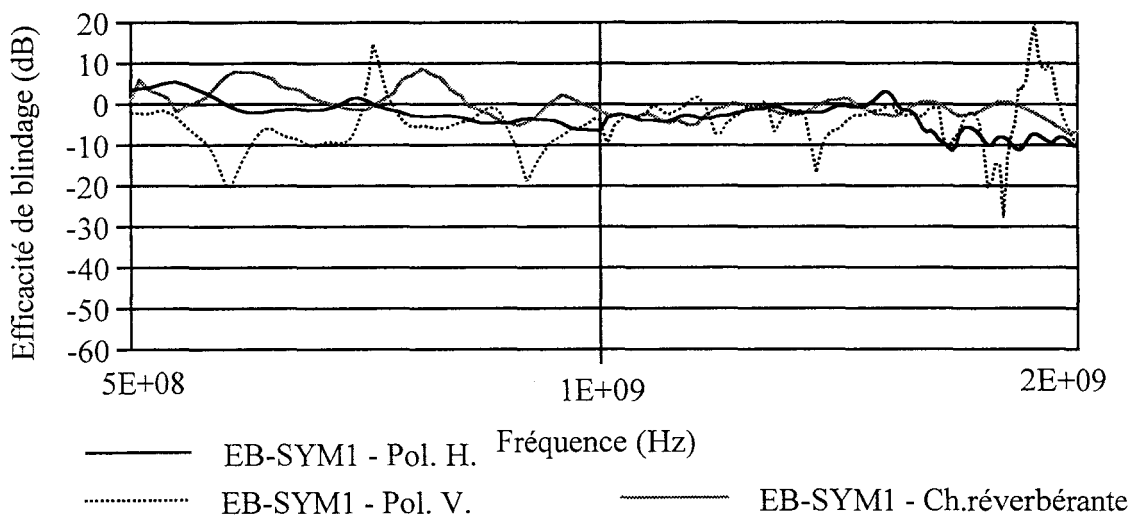
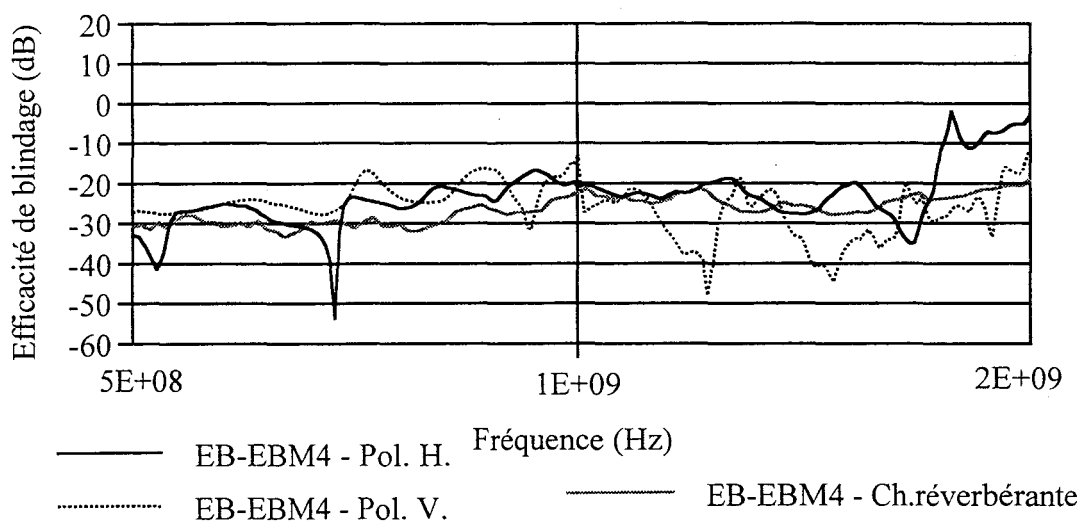
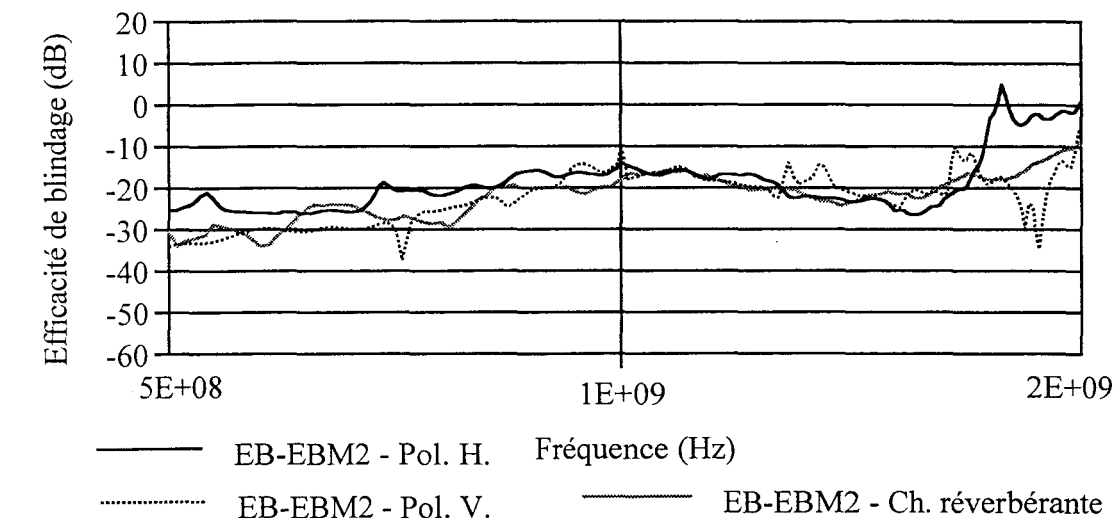


Planche I.4. Comparaison des résultats issus des chambres anéchoïque et réverbérante en terme d'efficacité de blindage.

Les conclusions sont identiques à celles formulées dans le paragraphe (I.6.), néanmoins nous pouvons constater que l'effet de la polarisation reste un paramètre déterminant sur les niveaux de puissance induite et donc sur l'évaluation de l'efficacité de blindage. Des fluctuations d'amplitude peuvent atteindre des dynamiques de 30 dB.

Par contre, lors des essais en chambre réverbérante, ces dernières sont fortement atténuées. Ceci provient du principe de recherche de la puissance maximale. Un objet placé en chambre réverbérante va être induit par une puissance donnée. Si à la fréquence où on effectue la mesure, cette dernière coïncide avec une fréquence de résonance de la cavité, cette puissance sera maximale. Il en sera autrement si on se situe entre deux fréquences de résonance. Le rôle du brasseur est ici double puisqu'il va permettre dans un premier temps de faire coïncider la fréquence d'émission avec une fréquence de résonance de la chambre et dans un deuxième temps de rechercher le maximum de puissance induite. L'objet devenant isotrope, c'est en quelque sorte comme si ce dernier était positionné dans toutes les directions et soumis à toutes les polarisations possibles du champ électromagnétique et qu'à chaque fois on regarderait le niveau induit pour ne retenir en définitif que le maximum.

En chambre anéchoïque, l'installation des éprouvettes dans une direction horizontale et face à l'antenne d'émission permet en basse fréquence d'obtenir a priori un couplage optimal, mais il n'apparaît pas du tout évident que cette disposition soit celle privilégiée en haute fréquence. Autrement dit, il conviendrait pour se rapprocher de l'ambiance électromagnétique de la chambre réverbérante de placer cette éprouvette sous des directions multiples afin de la présenter vis à vis de l'agresseur sous toutes ses faces. Ceci peut se réaliser par l'intermédiaire d'un plateau tournant qui fera tourner l'éprouvette sous des directions variées. On conçoit dès lors que la recherche du maximum peut s'avérer fastidieuse et coûteuse en temps. De ce point de vue, l'essai en chambre réverbérante apporte un avantage indéniable puisqu'il permet tout en intégrant les éléments de raccordement du circuit de connaître le niveau maximal réellement induit sur l'objet sous test en une mesure unique. Un test en champ isotrope sera finalement plus reproductible qu'un test en onde plane où la directivité de l'objet intervient. En dernier lieu, il apparaît que l'ambiance électromagnétique reproduite dans une chambre réverbérante semble aussi être plus fidèlement représentative de l'ambiance réelle à laquelle est soumis un objet dans tout milieu industriel. En effet, un rayonnement parasite pourra être souvent réfléchi par un ensemble d'éléments métalliques propres au milieu industriel environnant



l'objet (parois métalliques, armoires ...), ce qui le conduira à l'attaquer sous des faces multiples.

## Conclusions.

La méthode de la chambre réverbérante à brassage de modes semble se révéler comme une technique de mesure très reproductible concernant la mesure de la transparence électromagnétique de circuits imprimés. Les expériences menées dans cette première étude ont concerné des structures relativement simples mais représentatives de critères géométriques et technologiques différents. Nous avons pu notamment retrouver l'effet de ces derniers sur ces mesures de transparences électromagnétiques.

Plusieurs facteurs ont pu être mis en évidence. En particulier, nous avons pu constater que face à des mesures en chambre anéchoïque, la puissance nécessaire à la régulation du champ électrique était beaucoup moins importante en chambre réverbérante. La polarisation des antennes d'émission semble être un facteur déterminant vis à vis de la puissance induite, donc de la transparence électromagnétique. Ce phénomène joue beaucoup moins en chambre réverbérante de par le principe de la recherche de la puissance maximale induite.

Il resterait néanmoins d'autres essais à mener de manière à caractériser plus finement l'ensemble des phénomènes qui peuvent prendre naissance sur ces différentes structures, notamment l'effet des connecteurs montés sur ces dernières et qui semblent imposer dès quelques GHz, leurs propres fuites électromagnétiques.

D'autres critères pourraient aussi être mis en évidence, en l'occurrence l'effet des discontinuités présentes au sein même de la structure. Nous allons en particulier nous attacher dans le deuxième chapitre, à mettre en évidence le rayonnement provoqué par de telles discontinuités angulaires.

:

---

## CHAPITRE II

CONTRIBUTION A LA MISE EN EVIDENCE  
DES MECANISMES DE RAYONNEMENT  
PRODUITS SUR DES LIGNES DE  
TRANSMISSION COMPORTANT DES  
DISCONTINUITES ANGULEUSES.

---

## SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	73
II.1.) POSITION DU PROBLEME. ....	75
II.2. NATURE DES SOURCES DE RAYONNEMENT PERTURBATEUR. ....	77
II.2.1.) <i>Cas de la ligne microruban.</i> .....	77
II.2.2.) <i>Cas des câbles d'interconnexion.</i> .....	79
II.3.) MISE EN EVIDENCE DU RAYONNEMENT D'UNE LIGNE MICRORUBAN PAR LA METHODE DE LA CHAMBRE REVERBERANTE. ....	81
II.3.1. ) <i>Description des éprouvettes de test.</i> .....	81
II.3.2.) <i>Mise en évidence du rayonnement émis par des coudes par une mesure des paramètres [S].</i> .....	83
II.3.2.1.) Définitions des paramètres $S_{21}$ et $S_{11}$ .....	83
II.3.2.2.) Banc de mesure des coefficients $S_{21}$ et $S_{11}$ de la matrice [S]. ..	87
II.3.2.3.) Mesure des paramètres $S_{21}$ et $S_{11}$ . .....	88
II.3.3.) <i>Mesures en chambre réverbérante à brassage de modes.</i> .....	90
II.3.3.1.) Effet des discontinuités anguleuses.....	90
II.3.3.2.) Evaluation théorique du rayonnement d'une piste rectiligne. ..	94
II.3.3.3.) Mesure de l'efficacité de rayonnement d'une piste rectiligne en chambre réverbérante. ....	106
II.4.) EVALUATION EXPERIMENTALE DE CABLES D'INTERCONNEXION PAR LA METHODE DE LA CHAMBRE REVERBERANTE.....	115
II.4.1.) <i>Conception de deux éprouvettes de test.</i> .....	115
II.4.1.1.) Définition des paramètres électriques et géométriques de la ligne de transmission équivalente.....	116
II.4.1.2.) Description des deux maquettes réalisées.....	117
II.4.1.3.) Passage de la connectique coaxiale à la structure filaire.....	119

---

<i>II.4.2.)</i>	<i>Mesure des paramètres <math>S_{21}</math> et <math>S_{11}</math>.</i>	<i>120</i>
<i>II.4.3.)</i>	<i>Évaluation expérimentale du rayonnement.</i>	<i>124</i>
<i>II.4.3.1.)</i>	<i>Mesure par la chambre anéchoïque.</i>	<i>124</i>
<i>II.4.3.2.)</i>	<i>Méthode de la chambre réverbérante à brassage de modes.</i>	<i>128</i>
<b>CONCLUSIONS</b>		<b>134</b>

---

## *Introduction.*

Tout système véhiculant un signal depuis la source jusqu'au composant électronique ne doit pas subir ou émettre exagérément des perturbations électromagnétiques. Pour des systèmes présentant des liaisons électriques (câbles, pistes de circuits imprimés ...), il est reconnu que ces dernières peuvent intervenir dans la modification des signaux transmis ou l'altération du fonctionnement de composants environnants. Parmi les paramètres pouvant jouer un rôle significatif, la forme géométrique de ces liaisons méritent une attention particulière dans la mesure où des discontinuités peuvent provoquer des émissions électromagnétiques lorsque la fréquence des signaux s'accroît.

Si on excepte les câbles coaxiaux où l'énergie est canalisée dans une direction parallèle à l'axe du câble, les structures ouvertes telles que celles représentées par des conducteurs rectilignes parallèles à un plan de référence, dispersent dans l'espace une fraction d'énergie. La propagation n'est plus rigoureusement TEM. Si dans la plupart des cas ce phénomène peut se négliger, il en va autrement lorsque l'on a affaire à des lignes de grandes dimensions, et il s'amplifie lorsque la fréquence des signaux s'accroît à tel point que la longueur d'onde associée devient comparable à la distance qui sépare le conducteur du plan. On associe alors à ces phénomènes une atténuation en ligne qui peut augmenter lorsque la ligne comporte un nombre significatif de discontinuités angulaires.

Dans la première partie de ce chapitre, nous tenterons de chiffrer à travers la réalisation de deux éprouvettes de test de type circuit imprimé, la proportion d'énergie rayonnée et ce lorsque l'une des deux possède quatre discontinuités franches (coudes à 90 °). En repartant de la définition des paramètres [S], nous pourrons alors chiffrer la différence d'atténuation que l'on peut attribuer à l'énergie rayonnée. Nous introduirons ensuite ces deux éprouvettes à l'intérieur de la chambre réverbérante de manière à valider l'écart d'énergie rayonnée mesuré. Dans un deuxième temps, nous exploiterons un formalisme analytique permettant d'apprécier le rayonnement d'une piste rectiligne simple dans le but de comparer ce résultat aux mesures.

La deuxième partie sera consacrée quand à elle, à la mise en évidence de ce rayonnement sur des antennes filaires de plus grandes dimensions, réalisées

par l'intermédiaire d'un câble placé à une hauteur donnée d'un plan de référence. Les mesures des paramètres [S] permettront comme précédemment

d'apprécier l'atténuation en ligne et des essais de mesures du rayonnement de ces structures seront menés en chambre anéchoïque blindée, puis comparés à des simulation numériques réalisées par l'équipe "Electromagnétisme" de l'IRCOM. La difficulté d'interprétation des résultats nous conduira de nouveau à exploiter les propriétés de la chambre réverbérante afin d'évaluer de façon plus objective le supplément d'énergie rayonnée par les discontinuités angulaires.

### *II.1.) Position du problème.*

En compatibilité électromagnétique, l'analyse du comportement des câbles aussi bien d'un point de vue immunité que rayonnement est un point important puisque tout système analogique ou numérique est constitué au moins de deux sous-systèmes reliés entre eux par un câble voir plusieurs.

Un tel câble isolé est le siège d'un courant de mode commun si ce dernier est illuminé par une onde électromagnétique parasite. Réciproquement, l'émission de mode commun émane principalement de ce dernier.

Comme nous l'avons déjà précisé, même si les courants de mode commun sont faibles, leur effet s'ajoute et s'en trouve plus pénalisant. Comme cette émission s'accroît avec la vitesse d'horloge du circuit et avec la diminution des temps de montée des signaux[2], on comprend alors qu'une connaissance des mécanismes de rayonnement intervenant sur ces structures prend tout son sens depuis plusieurs années.

Parallèlement, une autre source importante d'émission rayonnée provient des circuits imprimés situés entre ces câbles.

Sur ces derniers, le rayonnement est associé au mode commun et au mode différentiel qui intervient par exemple par l'intermédiaire des boucles présentes sur le circuit.

Dans la majorité des cas rencontrés, l'interconnexion de deux systèmes se représentera sous la forme suivante.



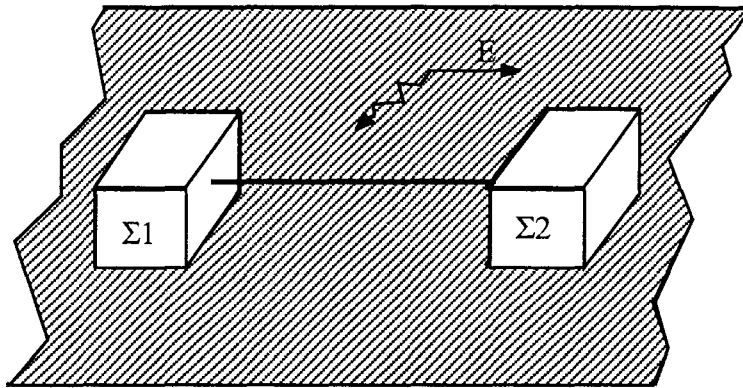


Figure II.1. Représentation simplifiée de deux systèmes de données interconnectés par un simple câble.

Les deux systèmes dénotés  $\Sigma 1$  et  $\Sigma 2$  composés par exemple de cartes digitales seront enfermées dans des boîtiers métalliques eux même mis à la référence de masse ou à la terre de manière dans un premier temps à les prémunir de tout risque de pollution électromagnétique mais aussi pour en limiter le rayonnement perturbateur. La structure microruban (piste véhiculant un signal utile déposée sur un substrat diélectrique muni d'un plan de masse) constitue l'un des circuits planaires les plus fréquemment utilisés dans ce type de carte, ceci pour des raisons de simplicité de fabrication et de reproductibilité en série. Evaluer par la mesure ou par une approche théorique le rayonnement provoqué par une telle structure constitue dans un premier temps un point important.

Le câble extérieur qui reliera ces deux entités va réaliser de par son blindage une ligne de transmission vis à vis du plan de référence. Une onde électromagnétique parasite qui illuminera l'ensemble y induira des courants. En contre partie, cette structure étant ouverte, elle sera de ce fait capable de rayonner dans l'espace une fraction d'énergie capable de perturber un environnement électrique proche.

En terme de vocabulaire électromagnétique, la propagation sur cette ligne n'est alors plus rigoureusement TEM. Néanmoins, dans certains cas, ce phénomène peut se négliger. Toutefois, lorsque l'on s'adresse à des lignes de grandes dimensions, la dissipation d'énergie due au rayonnement provoque une atténuation en ligne qui peut devenir conséquente. Ce phénomène peut s'amplifier lorsque la fréquence des signaux est accrue à tel point que la longueur d'onde associée devient comparable ou inférieure à la distance séparant le conducteur du plan de masse. On peut associer de ce fait aux lignes

de transmission un rayonnement électromagnétique, excepté pour les câbles coaxiaux où l'énergie est canalisée dans une direction parallèle à l'axe du câble.

## II.2. Nature des sources de rayonnement perturbateur.

### II.2.1.) Cas de la ligne microruban.

La structure microruban ou "microstrip" est avant tout une structure ouverte. Les champs électromagnétiques présents sur cette dernière vont s'étendre à la fois dans l'air entourant la ligne et dans la couche diélectrique la composant. Les ondes ne seront donc pas purement transverses, ce qui va amener une dépendance des propriétés de propagation fonction de la fréquence donc des effets dispersifs.

Le circuit, asymétrique d'un point de vue géométrique, aura bien souvent des dimensions finies et l'apparition de modes de propagation autres que le mode fondamental quasi-TEM conduit à un rayonnement; libre de se propager et d'induire du courant sur d'autres parties par couplage. En effet, Edwards[6] donne la fréquence d'apparition du premier mode supérieur ( $TM_{01}$ ) qui va se coupler au mode fondamental par la relation:

$$f_{TEM/TM_{01}} = \frac{co \cdot \tan(\epsilon_r)^{-1}}{\sqrt{2\pi h \cdot \sqrt{\epsilon_r - 1}}} \quad (II.1)$$

ou:  $co$  est la vitesse de la lumière  
 $\epsilon_r$  est la permittivité relative du substrat diélectrique  
 $h$ , la hauteur du substrat diélectrique.

Pour un substrat diélectrique de type "Epoxy" de permittivité relative 4,5 et une hauteur  $h$  de 1,6 mm comme nous l'avons utilisé au précédent chapitre, la mode  $TM_{01}$  apparaît dès 4,9 GHz!

Si on cherche à identifier les mécanismes de rayonnement qui sont à rattacher à la ligne microruban, on va alors assimiler la ligne supérieure propageant le signal utile à une série de dipôles de Hertz. Ces derniers vont rayonner des champs électromagnétiques dans toutes les directions. Les ondes qui vont se

propager dans la partie supérieure de la ligne, donc dans l'air, vont constituer en un point donné les *ondes rayonnées* par cette dernière puisqu'elles ne vont pas trouver dans un premier temps d'obstacles sur leur chemin.

Les ondes qui vont se propager dans la partie inférieure de la ligne, soit dans le diélectrique, vont être réfléchies par le plan de masse qui à son tour va les réfléchir de nouveau vers le conducteur supérieur et ainsi de suite.

Ces réflexions multiples vont former une concentration d'énergie électromagnétique. Des ondes vont alors émerger aux niveau des extrémités du circuit par des phénomènes de diffraction et vont se comporter de deux façons différentes selon leurs angles d'incidence.

On obtient dans un premier temps des "*ondes de fuite*" si l'angle d'incidence  $\theta$  de ces dernières répond à la condition  $\sin(\theta) < 1/\sqrt{\epsilon_r}$ , qui vont dans une certaine proportion être réfléchies et dans une autre être transmises dans l'air, mais ces dernières s'atténuent très vite[21] et ne contribuent pas à l'existence du champ électromagnétique lointain.

Dans un deuxième temps, on aura création "*d'ondes de surface*" pour les angles  $\theta$  tels que  $\sin(\theta) > 1/\sqrt{\epsilon_r}$ , qui seront totalement réfléchies dans le substrat où elles restent emprisonnées. Elles seront alors responsable de couplages parasites entre des éléments du circuit distants les uns des autres.

Quand elles atteignent d'autres extrémités, elles peuvent alors être réfléchies ou diffractées et alors contribuer au rayonnement déjà existant. Néanmoins, leur action intervient surtout aux fréquences élevées.

Au rayonnement propre de la ligne, on peut associer celui provoqué par des variations de la largeur de la ligne qui conduira à des variations de l'impédance caractéristique. Ces dernières sont par exemple le résultat de ligne dont le profil est celui donné Figure II.2.

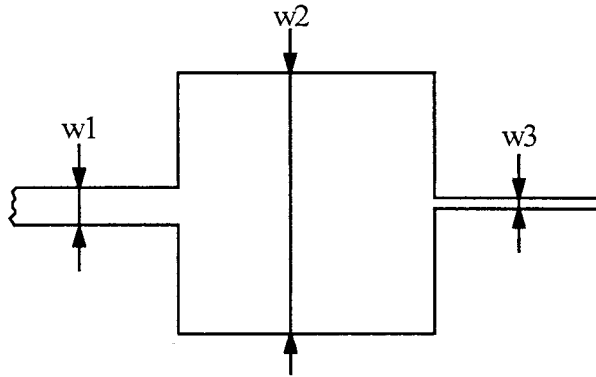


Figure II.2. Variation de la largeur d'une piste de circuit imprimé.

A cette source, il faut surtout ajouter celle relative aux discontinuités à impédances caractéristique fixe créées notamment par les coudes.

### II.2.2.) Cas des câbles d'interconnexion.

La source principale du rayonnement de la ligne équivalente provient de ses éléments verticaux. En effet, une modélisation simple de la ligne de transmission formée par un câble et le plan de référence va conduire au schéma suivant.

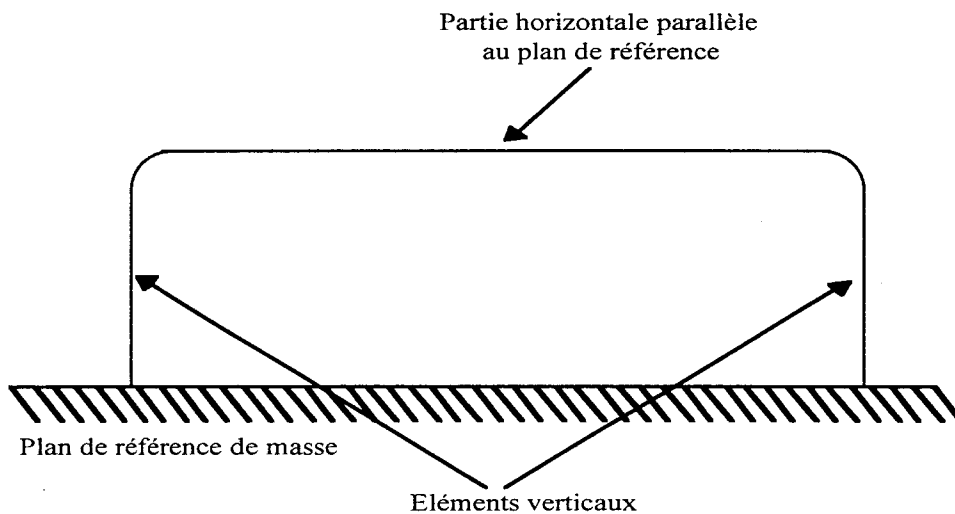


Figure II.3. Modélisation de la ligne de transmission issue de l'interconnexion des deux systèmes.

Cette modélisation revient à considérer un conducteur circulaire de diamètre " $d$ " placé au dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur et terminé à ses extrémités par deux courts-circuits.

Si on suppose cette ligne de transmission illuminée par une onde électromagnétique perturbatrice que nous considérerons plane, cette dernière n'induit qu'un courant de mode différentiel dans chaque extrémité puisque le courant de mode commun, par l'application de la théorie des images, est nul.

Si cette ligne était isolée (dépourvue de plan de masse), le courant de mode commun ne pourrait circuler dans les extrémités. Il n'existerait que sur la partie horizontale et constituerait la source principale de rayonnement. Dans notre cas, la source de rayonnement ne peut donc venir qu'exclusivement des éléments verticaux pour lesquels une évaluation du courant par l'application de la théorie des lignes est suffisante.

Toutes discontinuités géométriques et électriques devrait s'accompagner d'un rayonnement supplémentaire. Si la modification de l'impédance caractéristique de la ligne est difficilement envisageable; en effet, on conçoit assez mal l'utilisation d'un câble de section variable lors d'une interconnexion ou la modification brutale et fréquente de sa hauteur vis à vis du plan de référence, la ligne peut par contre suivre des chemins tortueux l'obligeant ainsi à être soumise à des changements de direction. Ce phénomène doit s'accompagner d'une atténuation du signal après chaque coude, mécanisme qui a été mis en évidence par B.Jecko[22] et ses collaborateurs qui conclut, que lorsqu'une ligne de transmission comporte des coudes, on se rend compte que l'atténuation s'accroît et ceci d'autant plus que la ligne en comporte un nombre important.

Caractériser le rayonnement d'une simple piste de circuit imprimé par l'utilisation de la chambre réverbérante apparaît dans un premier temps une voie intéressante puisqu'alors sans bénéficier de l'information relative à la directivité, on peut par contre avoir une connaissance de la puissance maximale rayonnée quelque soit l'orientation du circuit.

Apporter une réponse à l'évaluation du rayonnement inhérents aux discontinuités anguleuses (coudes) présents sur de telles pistes et sur des lignes de grande dimension est une autre nécessité devant une électronique évoluant à des fréquences sans cesse plus élevées et à des niveaux continuellement plus faibles.

### II.3.) Mise en évidence du rayonnement d'une ligne microruban par la méthode de la chambre réverbérante.

#### II.3.1.) Description des éprouvettes de test.

Dans cette caractérisation du rayonnement, nous nous sommes attachés en premier lieu à quantifier ce dernier pour des pistes dont les dimensions avoisinent celles de cas pratiques.

Nous allons proposer une méthode pour mesurer ce rayonnement à l'aide de la chambre réverbérante décrite au premier chapitre. Hors la fréquence minimale de fonctionnement de cette installation est de 500 MHz, ce qui correspond à une longueur d'onde dans le vide de 60 cm. La gamme des essais ira jusque 10 GHz, soit 3 cm de longueur d'onde. Nous nous sommes donc fixés une dimension longitudinale de 10 cm.

Le deuxième effet recherché relatif au problème du rayonnement issu des discontinuités anguleuses, nous a incité à réaliser une deuxième éprouvette de dimension longitudinale équivalente à la première mais comportant quatre coudes à angle droit ( $90^\circ$ ).

Le substrat utilisé sera de l'époxy de permittivité relative  $\epsilon_r$  égale à 4,5. La hauteur "h" de ce dernier est fixée à 1,6 mm. Pour éviter la désadaptation apportée inévitablement par les appareils de mesure de la gamme micro-onde; usuellement sur  $50 \Omega$ ; nous nous sommes attachés à réaliser des éprouvettes d'impédance caractéristique proche de cette valeur. L'application des formules de l'annexe 1 nous donne ainsi une largeur "w" égale à 3 mm.

Pour éviter les effets apportés par le câble semi rigide utilisé lors des mesures en chambre réverbérante (éloignement des objets sous test des parois) mis en évidence au premier chapitre, nous utilisons une plaque diélectrique de grandes dimensions égales à 26 cm de longueur sur 18 cm de largeur. L'interconnexion du câble semi rigide se fera par l'intermédiaire d'une embase SMA coudée et soudée côté plan de masse. On bénéficiera ainsi de l'effet protecteur du plan, surtout nécessaire pour des mesures en immunité. Le détail de cette connexion est indiqué Figure II.4.

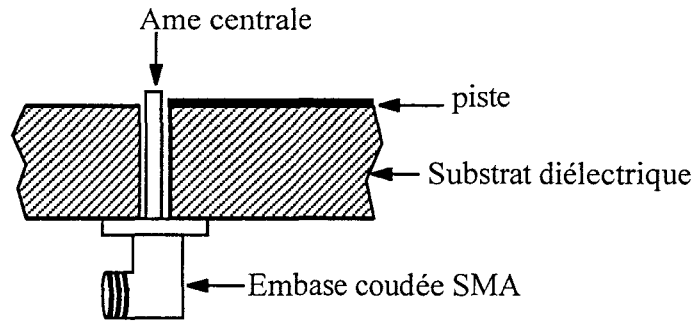


Figure II.4. Interconnexion des éprouvettes aux éléments extérieurs.

Les deux éprouvettes sont en définitif représentées Figure II.5 en vue de dessus, de manière à alléger la représentation.

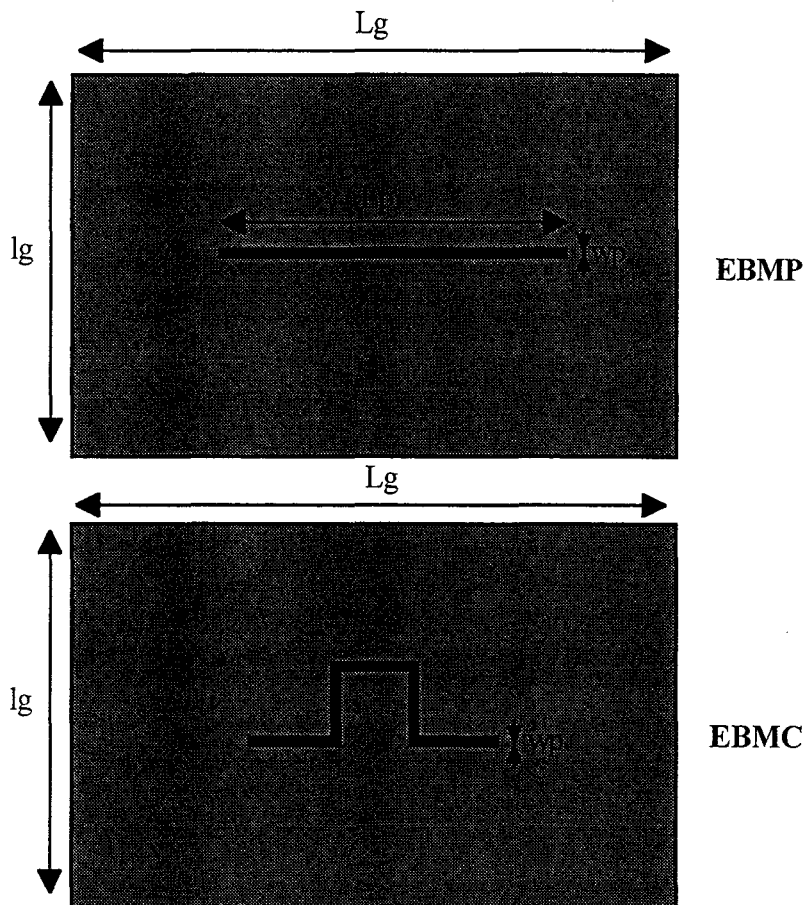


Figure II.5. Description des deux éprouvettes microrubans.

Les dimensions respectives sont égales à :

- $L_g = 26$  cm
- $l_g = 18$  cm
- $L_p = 10$  cm
- $w_p = 3$  mm

### II.3.2.) Mise en évidence du rayonnement émis par des coudes par une mesure des paramètres [S].

#### II.3.2.1.) Définitions des paramètres $S_{21}$ et $S_{11}$ .

Les structures microrubans EBMD et EMBC telles qu'elles sont réalisées sont assimilables à des lignes de transmission sur lesquelles l'évaluation de l'atténuation due aux pertes par effet Joule et au rayonnement peut être menée au moyen d'un analyseur de réseau, qui détermine l'évolution en fonction de la fréquence des paramètres [S] du quadripôle équivalent, que l'on peut représenter selon le schéma de la Figure II.6.

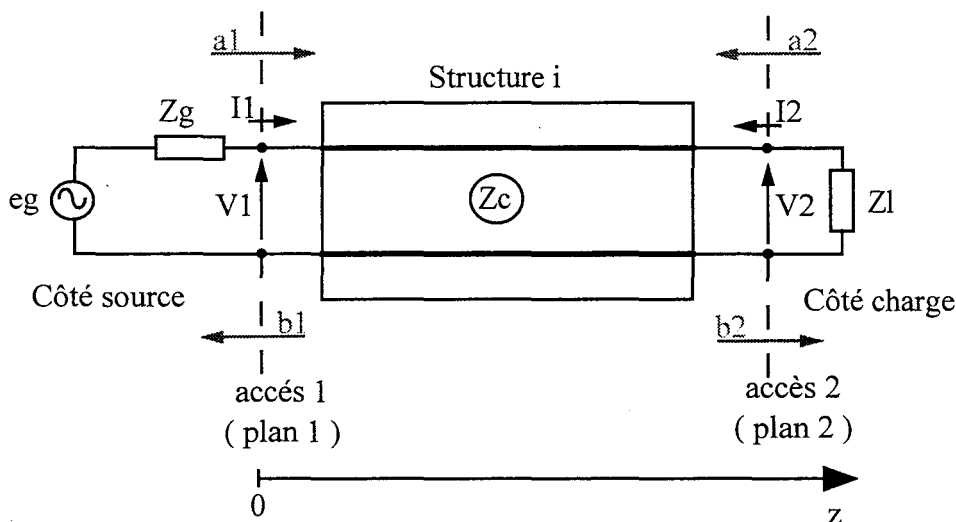


Figure II.6. Représentation sous forme d'un quadripôle de la ligne de transmission équivalente aux deux structures.

La convention des quadripôles impose un sens de courant entrant pour chaque extrémité de ce dernier. En partant de la définition des amplitudes complexes et selon cette convention, les coefficients "ai" et "bi" attachés aux ondes incidentes et réfléchies qui parviennent de l'entrée et la sortie se déduisent aisément des courants et tensions par les relations suivantes:

$$a_i = \frac{V_i + Z_{c_i} I_i}{2\sqrt{Z_{c_i}}} \quad (II.2)$$



$$b_i = \frac{V_i - Zc_i I_i}{2\sqrt{Zc_i}} \quad (\text{II.3})$$

- où
- $V_i$  est la tension au port considéré (port 1 ou 2).
  - $I_i$  le courant à ce même port.
  - $Zc_i$  l'impédance caractéristique à ce dernier.

La tension  $V_i$  et le courant  $I_i$  propre au port "i" peuvent se déduire aisément des deux relations précédentes en les additionnant dans un premier temps pour la détermination de  $V_i$  puis en les soustrayant pour l'obtention de  $I_i$ . On obtient alors:

$$\begin{aligned} V_i &= \sqrt{Zc_i} \cdot (a_i + b_i) \\ I_i &= \frac{(a_i - b_i)}{\sqrt{Zc_i}} \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Pour un système à deux conducteurs, la solution dans le domaine fréquentiel des équations des télégraphistes va nous donner respectivement deux expressions pour la tension  $V_i$  et le courant  $I_i$ :

$$\begin{aligned} V_i &= V_i^+ \cdot \exp(-j\beta_i z_i) + V_i^- \cdot \exp(j\beta_i z_i) \\ I_i &= \frac{1}{Zc_i} \left( V_i^+ \cdot \exp(-j\beta_i z_i) - V_i^- \cdot \exp(j\beta_i z_i) \right) \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

On a supposé par simplification que la ligne était sans pertes ( $\alpha=0$  donc  $\gamma=j\beta$ ). Dans ces équations figurent le nombre d'onde  $\beta_i$  et la coordonnée longitudinale  $z_i$  qui traduisent le phénomène de propagation.

La tension et le courant sont donc fonction d'une onde incidente se propageant dans le sens positif de la ligne et d'une onde négative se propageant dans le sens opposé. Par rapport au sens défini par la coordonnée  $z$  de la Figure II.6, ces deux ondes vont se représenter selon le schéma suivant:

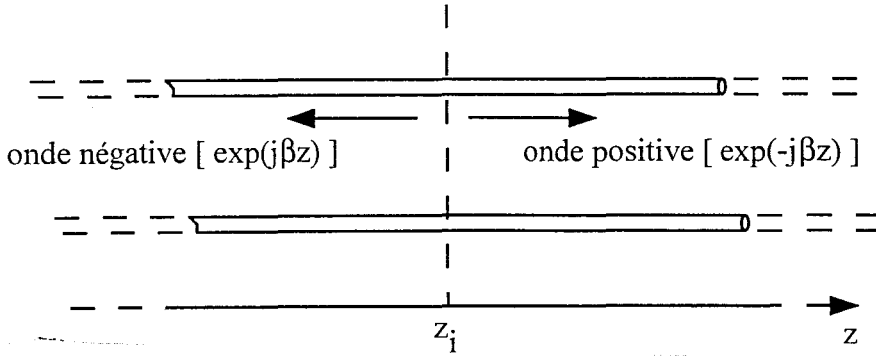


Figure II.7. Représentation des ondes positive et négative sur la ligne à l'abscisse  $z_i$ ,

Si on introduit les expressions (II.5) dans les deux expressions (II.2) et (II.3), les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  s'expriment alors:

$$a_i = \frac{V_i^+}{\sqrt{Zc_i}} \cdot \exp(-j\beta_i z_i) \tag{II.6}$$

$$b_i = \frac{V_i^-}{\sqrt{Zc_i}} \cdot \exp(j\beta_i z_i)$$

Le terme  $a_i$  correspond donc à une onde incidente. Il évolue en direction des valeurs croissantes de  $z_i$  et entre en définitif dans le quadripôle. Le terme  $b_i$  correspond lui à l'onde réfléchie, représentant le signal sortant du composant au port considéré (1 ou 2).

Ces ondes incidente et réfléchie présentes aux extrémités du quadripôle sont reliées par la matrice des paramètres  $[S]$ , autrement dénommée " matrice scattering " que l'on exprime habituellement sous la forme:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \tag{II.7}$$

Lorsque le quadripôle; c'est à dire la ligne est chargée sur sa propre impédance caractéristique, le coefficient  $S_{21}$  s'identifie au rapport de l'onde transmise du port d'entrée (1) au port de sortie (2); soit l'onde  $b_2$  par l'onde incidente  $a_1$ . Ce rapport n'est autre que l'atténuation recherchée.

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \tag{II.8}$$

La puissance active au port "i" peut aussi être reliée aux ondes  $a_i$  et  $b_i$  par la relation suivante:

$$P_i = \Re \left[ V_i I_i^* \right] = \Re \left[ (a_i + b_i) (a_i^* - b_i^*) \right] = |a_i|^2 - |b_i|^2 \quad (\text{II.9})$$

où -  $\Re[ ]$  correspond à la composante réelle de la quantité entre crochets.  
 -  $I_i^*$  est le conjugué de  $I_i$ .

$S_{21}$  est donc également relié au rapport des puissances transportées par les ondes  $a_1$  et  $b_2$  sous la forme:

$$|S_{21}|^2 = \frac{|b_2|^2}{|a_1|^2} \quad (\text{II.10})$$

Il s'agit de l'information que l'on va directement mesurer à l'analyseur de réseau, ce dernier mesurant un rapport de puissance par défaut.

Puisque nous avons affaire à des structures symétriques, seuls deux paramètres vont nous intéresser. Il va s'agir des coefficients  $S_{11}$ ; coefficient de réflexion de l'accès 1 et  $S_{21}$ ; coefficient de transfert de l'accès 1 à l'accès 2.

Si on suppose compte tenu des dimensions longitudinales des deux éprouvettes que les pertes puissent être négligées (pertes par effet Joule dans les conducteurs et pertes diélectriques considérées usuellement comme plus faibles), une relation simple relie ces deux coefficients:

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1 \quad (\text{II.11})$$

Si la structure rayonne, le bilan de puissance précédent sera différent puisqu'alors on obtiendra:

$$P_{\text{injectée}} = P_{\text{réfléchi}} + P_{\text{dissipée dans la charge}} + P_{\text{rayonnée}} \quad (\text{II.12})$$

Si on divise chaque membre de l'équation (II.12) par le terme  $P_{\text{injectée}}$ , la relation va alors s'écrire:

$$1 = \frac{P_{\text{réfléchiée}}}{P_{\text{injectée}}} + \frac{P_{\text{dissipée dans la charge}}}{P_{\text{injectée}}} + \frac{P_{\text{rayonnée}}}{P_{\text{injectée}}} \quad (\text{II.13})$$

soit

$$\frac{P_{\text{rayonnée}}}{P_{\text{injectée}}} = 1 - \left( |S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 \right) \quad (\text{II.14})$$

On pourra donc apprécier la quantité de puissance rayonnée supplémentaire en comparant la différence entre les deux éprouvettes EBMD et EBMC.

### II.3.2.2.) Banc de mesure des coefficients $S_{21}$ et $S_{11}$ de la matrice $[S]$ .

Pour mettre en oeuvre la mesure, le port "1" de l'analyseur de réseau sera connecté à l'une des extrémités de l'éprouvette testée. Ce dernier sera analogue à une source de puissance, constante en fonction de la fréquence et d'impédance interne  $Z_g$  égale à  $50 \Omega$ . Le port "2" sera connecté à l'autre extrémité pour constituer l'impédance de charge  $Z_l$  de valeur identique à  $Z_g$ . La Figure II.8 schématise le banc ainsi réalisé.

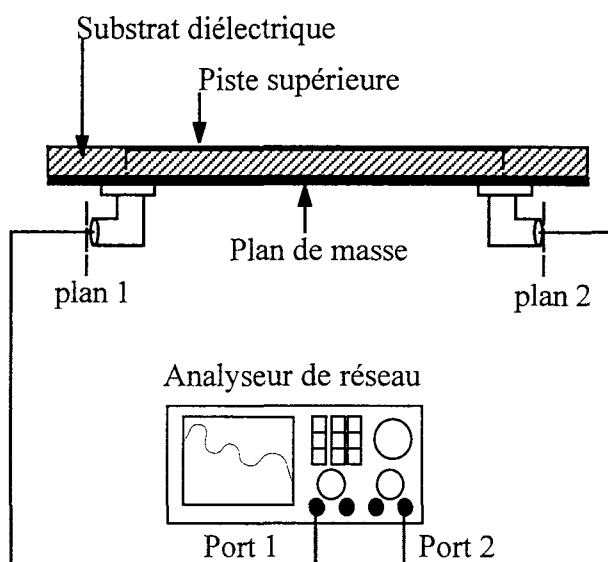


Figure II.8. Banc de mesure des paramètres  $[S]$ .

Les plans de calibration seront pris au niveau des connecteurs SMA de manière à soustraire de la mesure la contribution des câbles d'interconnexion.

### II.3.2.3.) Mesure des paramètres $S_{21}$ et $S_{11}$ .

Chacune des éprouvettes est insérée entre les plans 1 et 2 de la Figure II.8. L'évolution du coefficient  $S_{21}$  est représentée Figure II.9 dans la bande de fréquences situées entre 500 MHz et 10 GHz.

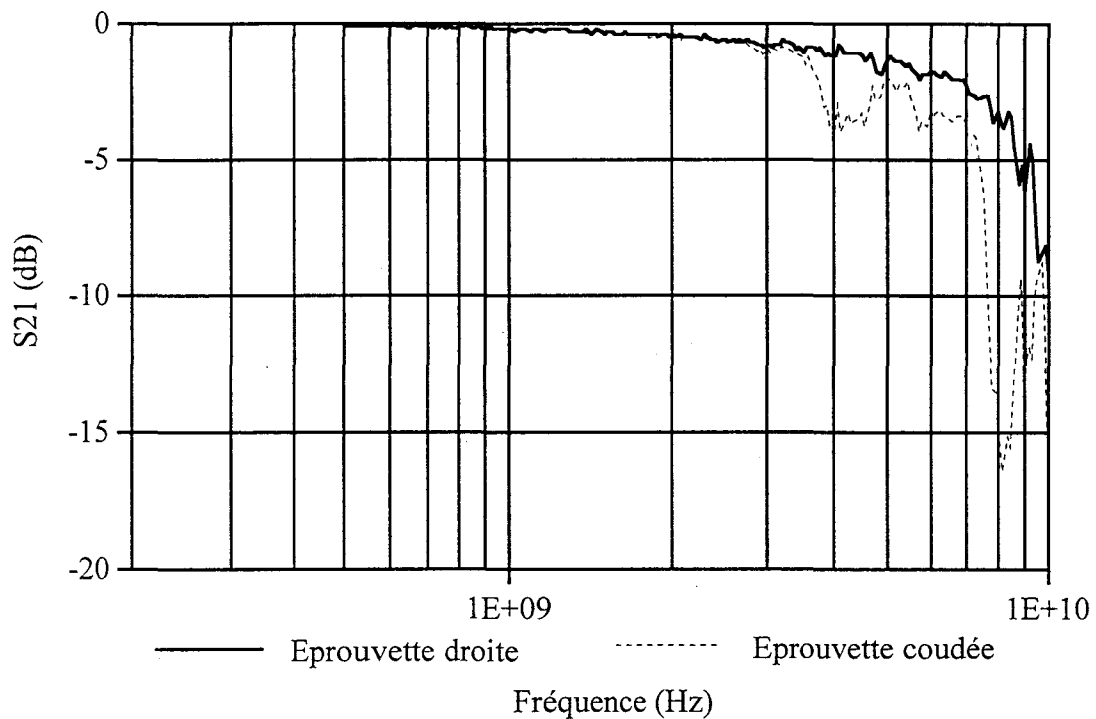


Figure II.9. Evolution du paramètre  $S_{21}$  en espace libre.

L'évolution de ce paramètre est identique pour les deux éprouvettes jusque 3 GHz. Au delà, la courbe relative à l'éprouvette coudée montre une atténuation plus importante accompagnée de deux pics d'absorption situés respectivement vers 4 GHz et au delà de 8 GHz.

Si l'origine de ces phénomènes est liée à une désadaptation de l'éprouvette, le coefficient de réflexion  $S_{11}$  devrait tendre à ces mêmes fréquences vers 0 dB, soit 1 en valeur linéaire. C'est ce que montrent les courbes de la Figure II.10 où nous avons mesuré le coefficient de réflexion de deux éprouvettes chargée sur  $50 \Omega$ . Sur la Figure (II.11), nous représentons le  $S_{21}$  déduit de cette mesure par la relation II.11.

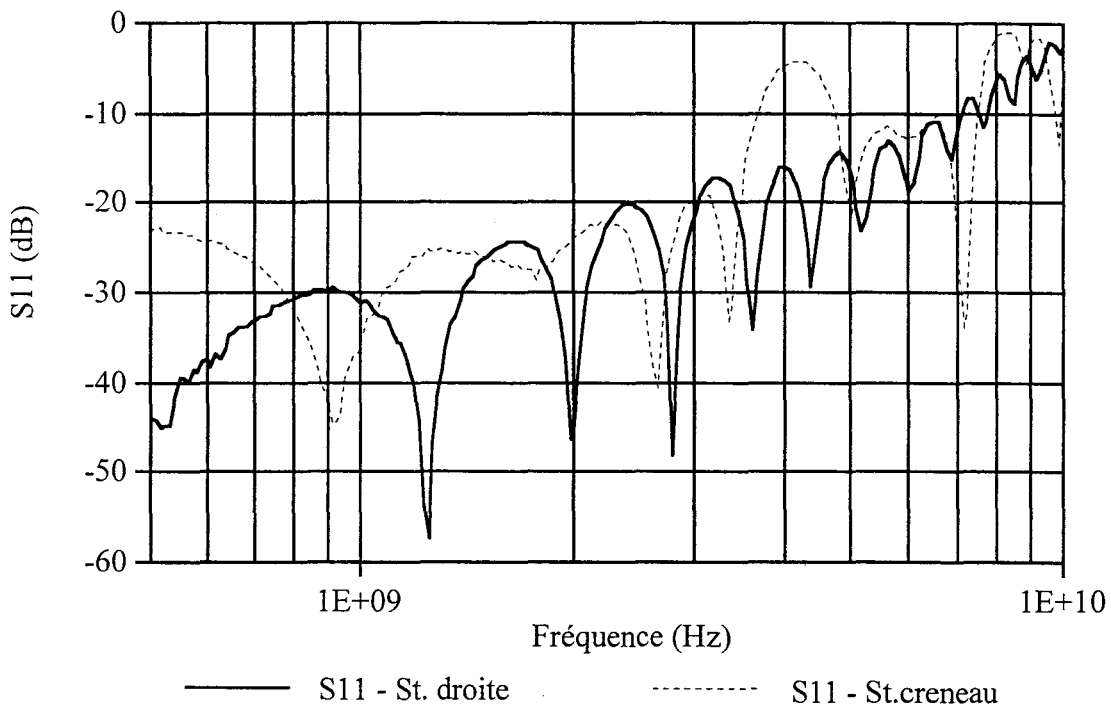


Figure II.10. Mesure du coefficient de réflexion  $S_{11}$ . Déduction du  $S_{21}$ .

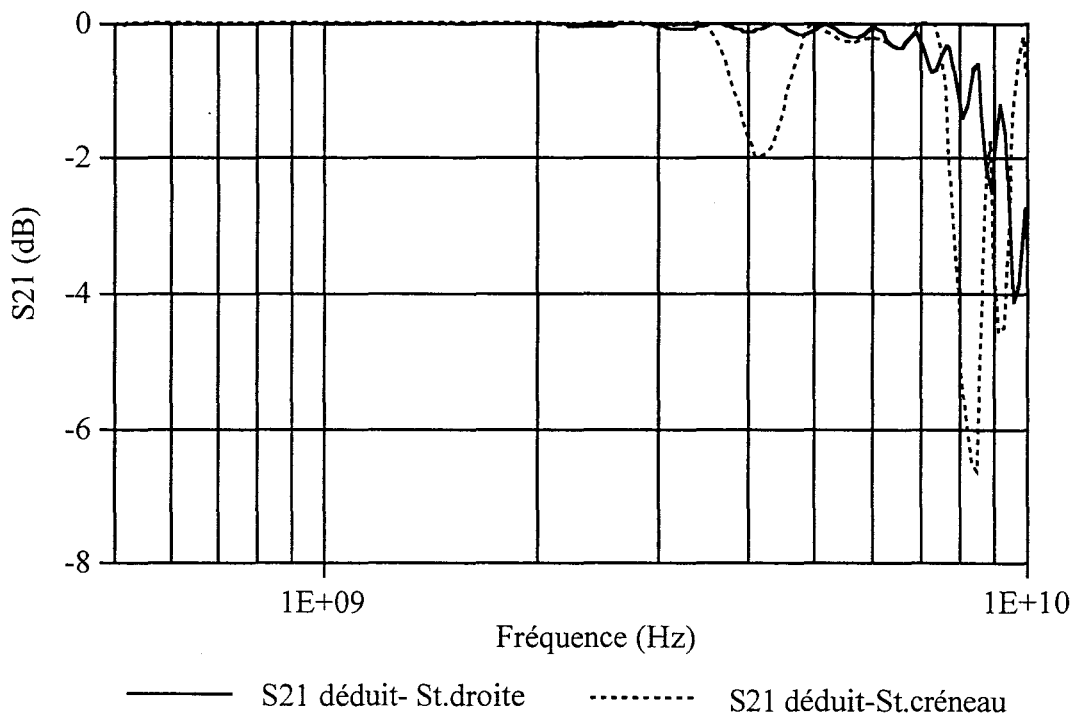


Figure II.11. Déduction du  $S_{21}$  à partir de la mesure du  $S_{11}$ .

On retrouve l'origine de ces deux phénomènes d'absorption puisque l'évolution du  $S_{11}$  de la structure créneau montre effectivement à ces fréquences précises une remontée du paramètre  $S_{11}$ .

On peut constater en deuxième lieu que l'évolution du  $S_{21}$  déduit de la mesure du  $S_{11}$  diffère de celui mesuré directement sur les deux éprouvettes. Dans la formule (II.11), le rayonnement de la structure n'est pas pris en compte. Les résultats montrent en particulier qu'entre 5 et 7 GHz, le comportement des deux éprouvettes doit être identiques or nous mesurons une atténuation plus importante de l'éprouvette coudée sur la Figure II.9.

### II.3.3.) Mesures en chambre réverbérante à brassage de modes.

#### II.3.3.1.) Effet des discontinuités anguleuses.

Le développement longitudinal des deux éprouvettes étant identique, la différence d'atténuation enregistrée entre 5 et 7 GHz n'est pas rattachée à une désadaptation différente ou à une dissipation thermique plus importante.

La difficulté liée à l'étude du rayonnement de ce genre d'éprouvettes vient du fait que ce dernier ne possède pas de direction privilégiée. Il faut donc disposer d'une méthode de mesure capable d'intégrer l'ensemble de l'énergie rayonnée par la source dans une demi hémisphère (présence du plan de masse) couvrant un angle solide de  $4\pi$ .

Si ces dernières sont plongées dans l'ambiance électromagnétique d'une chambre réverbérante, la totalité de l'énergie qu'elles vont rayonner va être réfléchiée par les parois de l'enceinte. Il va alors s'établir un champ d'ondes stationnaires dont l'amplitude va être proportionnelle à la puissance rayonnée par chacune d'entre elle. Cette propriété ne sera cependant vérifiée que si le coefficient de qualité composite de la chambre ne diffère pas durant l'expérience.

Ce critère sera assuré en connectant sur chacune des éprouvettes une impédance de charge de  $50 \Omega$  durant la mesure. D'autre part, seule l'énergie dissipée dans les matériaux conducteurs composant chaque structure peut varier sensiblement de la structure droite à la structure coudée. Néanmoins, ce

phénomène ne représente qu'une infime fraction de la puissance totale dissipée, ce qui a peu d'influence sur le coefficient de qualité.

Cette méthodologie va de ce fait poser un problème de fond dans la mesure où le champ d'ondes stationnaires peut réagir sur l'éprouvette en changeant son atténuation. C'est cette propriété que l'on va utiliser pour mettre en évidence de façon indirecte le supplément d'énergie rayonnée par la structure comportant les coudes.

On va ainsi comparer l'évolution du rapport  $P_{\text{dissipée dans la charge}}/P_{\text{injectée}}$  de l'éprouvette droite quand cette dernière est tour à tour plongée en espace libre puis dans la chambre réverbérante. L'évolution de ces deux caractéristiques est représentée Figure II.12.

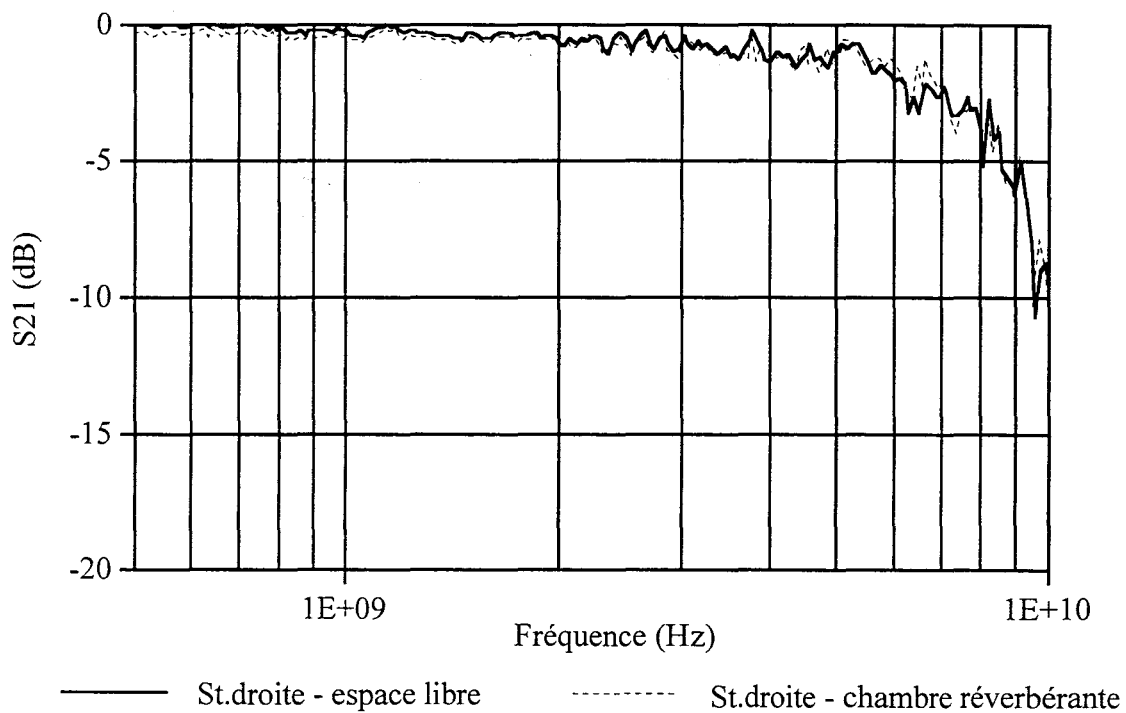


Figure II.12. Comparaison de la mesure du  $S_{21}$  de l'éprouvette droite effectuée en espace libre et dans la chambre réverbérante.

L'atténuation qui est donnée sur cette figure correspond au maximum d'amplitude prélevé à l'extrémité de l'éprouvette lorsque l'on pratique une révolution complète du brasseur de modes.



Le résultat est intéressant puisqu'il montre précisément, qu'entre 5 et 7 GHz, que l'atténuation mesurée en chambre réverbérante peut devenir légèrement plus faible que celle en espace libre. L'écart de puissance reçue sur l'impédance de charge des éprouvettes peut provenir de la puissance réfléchiée sur les parois de la chambre.

Si on reproduit cette même expérience sur l'éprouvette coudée, l'écart d'atténuation dans cette même bande devrait être plus prononcé compte des résultats précédents. C'est ce que montrent les courbes de la Figure II.13 où précisément, entre 5 et 6 GHz, on constate que cet écart atteint un maximum de 2,56 dB.

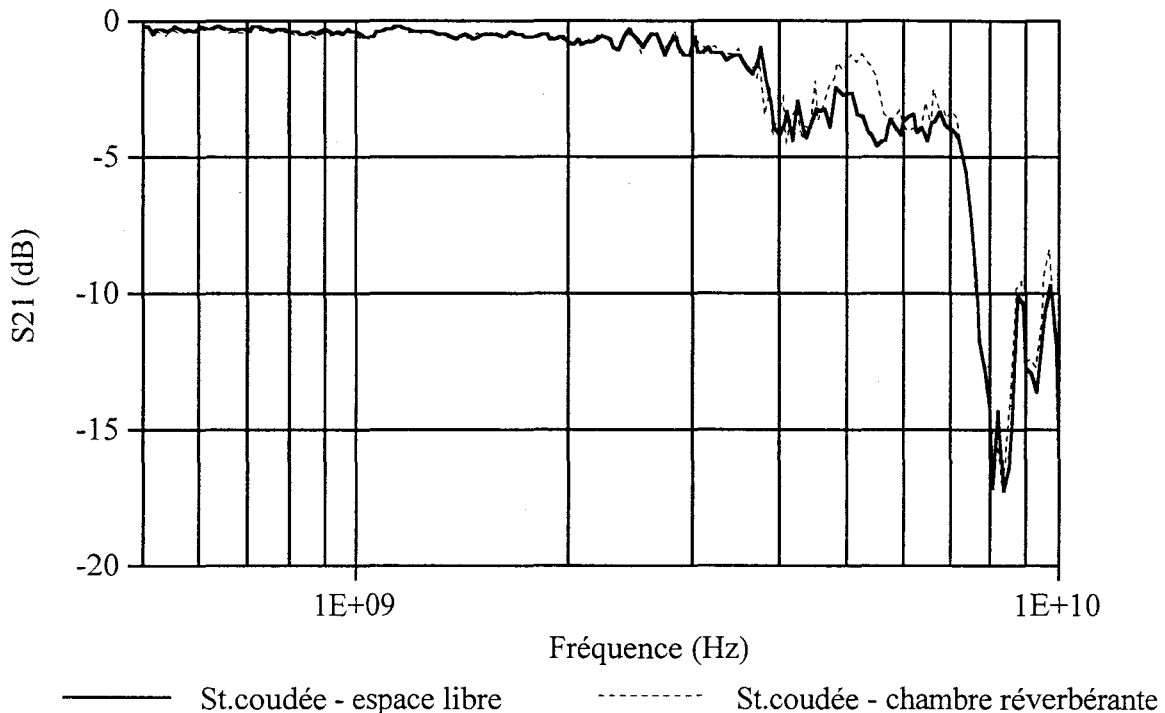


Figure II.13. Comparaison de la mesure du  $S_{21}$  de l'éprouvette créneau effectuée en espace libre et dans la chambre réverbérante.

Ce résultat suggère de connaître le supplément de puissance rayonnée à partir d'une mesure de champ électrique stationnaire établi dans la chambre, ou de puissance. Si on regarde précisément dans la bande de fréquences comprises entre 5 et 6 GHz où les courbes des structures droite et coudée ont un écart minimal entre elles, on obtient alors respectivement pour atténuation -1,21 dB pour l'éprouvette rectiligne et -1,8 dB pour celle coudée.

Si  $P_0$  est la puissance injectée, la puissance rayonnée par la première correspond donc à  $0,243P_0$ . Pour la seconde, la puissance rayonnée est égale à  $0,32P_0$ . Le rapport des champs rayonnés va s'exprimer selon la relation suivante:

$$\rho = \sqrt{\frac{0,32}{0,243}} \approx 1,15 \quad (\text{II.15})$$

soit un écart relatif de 15%. Ceci montre qu'il devient à priori possible de discerner l'écart de champ rayonné par les deux éprouvettes. On va donc placer successivement les deux éprouvettes dans la chambre réverbérante. Chacune sera assimilée à une source d'émission. La puissance rayonnée sera mesurée par une antenne cornet double ridge dans la bande 1 GHz - 10 GHz. Pour une puissance injectée par le synthétiseur; égale à +10 dBm soit 10 mW, on mesure le maximum de puissance rayonnée sur un tour de brasseur pour chaque fréquence explorée. La comparaison des courbes (a) et (b) présentées Figure II.14 montre très clairement que dans la bande précédente, l'antenne de réception reçoit une puissance moyenne légèrement supérieure à -25 dBm pour la structure coudée et environ égale à -32 dBm pour la structure droite.

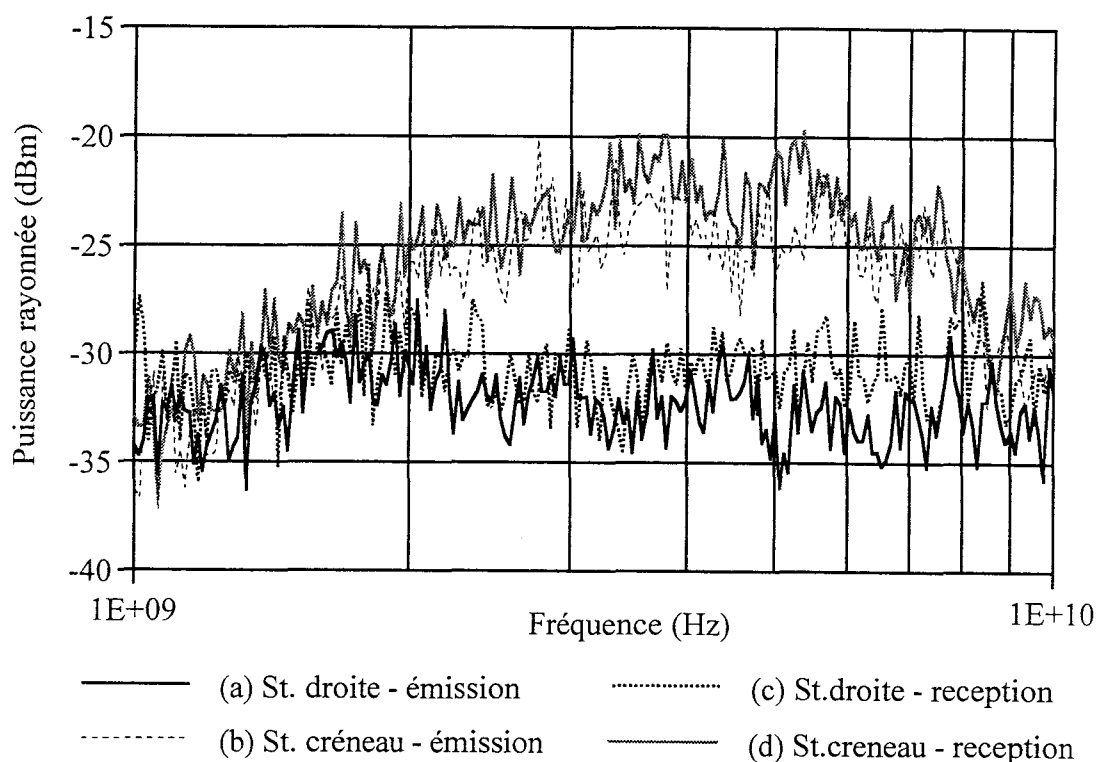


Figure II.14. Puissance rayonnée par les deux structures placées en chambre réverbérante.

En comparant ces deux valeurs moyennes précédentes, converties sur une échelle linéaire, l'antenne cornet mesure donc une puissance de  $3,16. \mu\text{W}$  dans le cas de l'éprouvette coudée et  $0,631. \mu\text{W}$  pour la seconde; soit un écart de l'ordre de 19%. Compte tenu de l'incertitude sur les valeurs mesurées, le résultat est cohérent par rapport à celui déduit des mesures de  $S_{21}$ .

Si l'éprouvette rayonne plus, elle doit réciproquement captée plus de puissance si elle est exposée à un champ électromagnétique externe. C'est ce que montrent aussi les courbes (c) et (d) de la Figure II.14 où l'émission est dans ce cas assurée par l'antenne cornet double ridge et la réception par chacune des éprouvettes. Cette mesure vient confirmer les remarques précédentes.

### II.3.3.2.) Evaluation théorique du rayonnement d'une piste rectiligne.

La démarche utilisée pour évaluer le rayonnement d'une telle structure s'inspire des travaux de Hill et al[23] qui ont utilisé la technique de la chambre réverbérante pour évaluer le rayonnement d'une piste de circuit imprimé muni d'un plan de masse. De par ses propriétés, on comprend l'intérêt d'un tel dispositif de mesure qui ne nécessitera pas d'orientation de l'objet. Néanmoins, la directivité ne sera pas connue; ce qui à priori va rendre impossible le calcul du champ électrique. Nous allons donc plutôt mesurer "l'efficacité de rayonnement" qui correspondra au rapport de la puissance totale rayonnée sur la puissance injectée. On va considérer la ligne microruban telle qu'elle sera représentée Figure II.15.

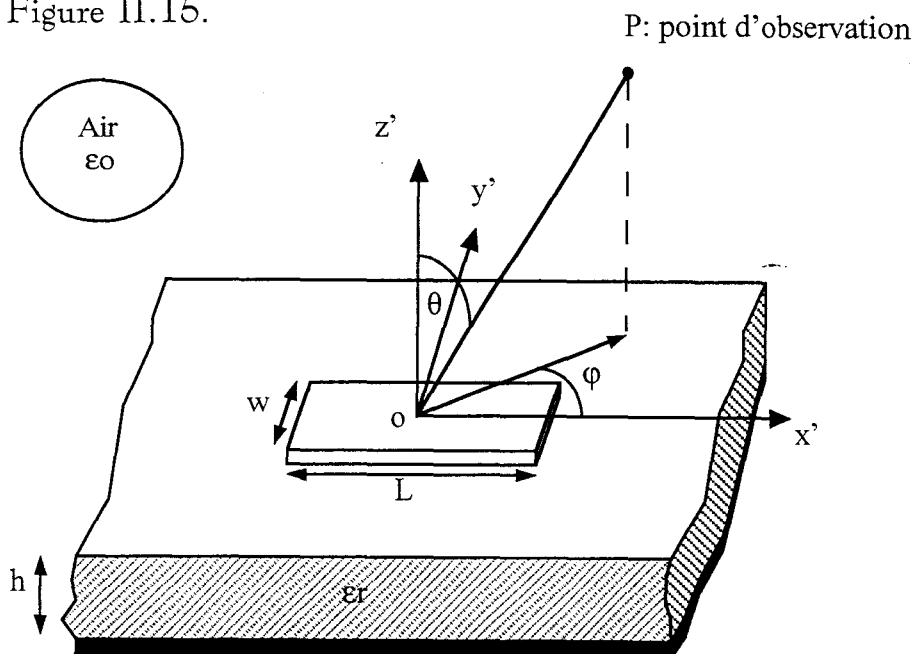


Figure II.15. Description géométrique de la ligne microruban.

Il va s'agir d'une piste de longueur  $L$  et de largeur  $w$ , déposée sur un substrat diélectrique de permittivité relative  $\epsilon_r$  et de hauteur  $h$ .

Les dimensions du substrat et du plan de masse sont supposées infinies pour permettre l'écriture des champs rayonnés obtenue en appliquant le théorème de réciprocité.

En effet, la distribution de courant à la surface va être assimilée à celle circulant sur un fil placé au dessus d'un plan de référence. Sur la ligne de transmission ainsi réalisée, le courant peut s'écrire selon la relation suivante:

$$I(x) = \frac{U^+}{Z_c} \exp(-jk_p x) - \frac{U^-}{Z_c} \exp(jk_p x) \quad (\text{II.16})$$

où: -  $Z_c$  va correspondre à l'impédance caractéristique de la ligne.

-  $k_p$ : nombre d'onde égal à  $\frac{2\pi}{\lambda_g}$ ;  $\lambda_g$  étant la longueur d'onde

guidée définie par la relation  $\frac{c_0}{2\pi f \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}$ .  $\epsilon_{\text{eff}}$  est définie en Annexe

1 et  $c_0$  correspond à la vitesse de la lumière soit  $3.10^8$  m/s.

Dans la suite du calcul,  $Z_c$  sera prise égale à  $50 \Omega$ , soit identique à l'impédance de charge connectée à l'extrémité de la piste et à l'impédance interne de la source branchée à l'autre extrémité.

La partie correspondant à l'onde rétrograde va s'annuler et la distribution de courant sera considérée comme une onde progressive qui s'écrira alors:

$$I(x) = I_0 \exp(-jk_p x) \quad (\text{II.17})$$

Pour calculer ce rayonnement, il faut considérer le rayonnement de la partie horizontale puis la contribution des éléments verticaux comme le montre le schéma modélisant les conditions d'excitation de la ligne équivalente:

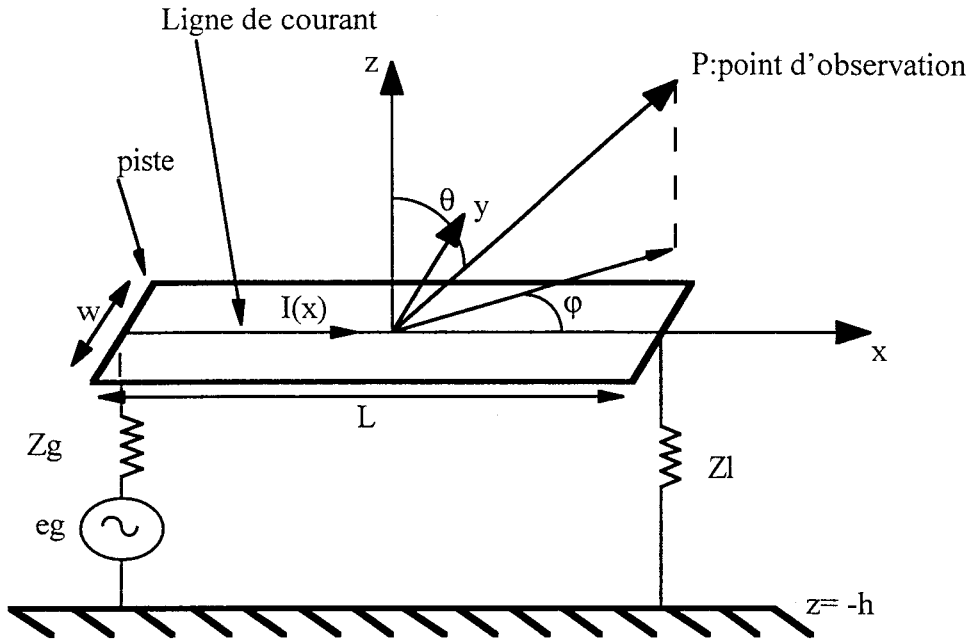


Figure II.16. Mise en évidence des parties horizontale et verticale.

- Partie horizontale.

Considérons un dipôle infinitésimal horizontal parcouru par un courant I. Ce dernier en champ lointain va rayonner en espace libre deux composantes  $E_\theta$  et  $E_\phi$  qui vont s'écrire:

$$\begin{aligned}
 dE_{\theta_H} &= -j\omega \frac{\mu_0 dx'}{4\pi r} I \cos(\theta) \cos(\phi) \int_c \exp(-jk_0 R) dx' \\
 dE_{\phi_H} &= j\omega \frac{\mu_0 dx'}{4\pi r} I \sin(\phi) \int_c \exp(-jk_0 R) dx'
 \end{aligned}
 \tag{II.18}$$

- où:
- $\mu_0$  est la perméabilité du vide égale à  $4\pi 10^{-7}$  H/m
  - $R = r - x \sin\theta \cos\phi$
  - $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = 2\pi f \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$
  - c représente le contour d'intégration.

Pour prendre en compte l'interface diélectrique, on va utiliser le théorème de réciprocité et considérer le cas d'une onde plane arbitraire qui vient illuminer une surface diélectrique sous une incidence  $\theta$ [24].

Comme le décrit Stratton[25], deux configurations peuvent se présenter:

- a- soit le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence.
- b- soit le champ électrique est parallèle à ce plan.

Ces deux cas de figure peuvent se représenter simplement selon le schéma de la Figure II.17.

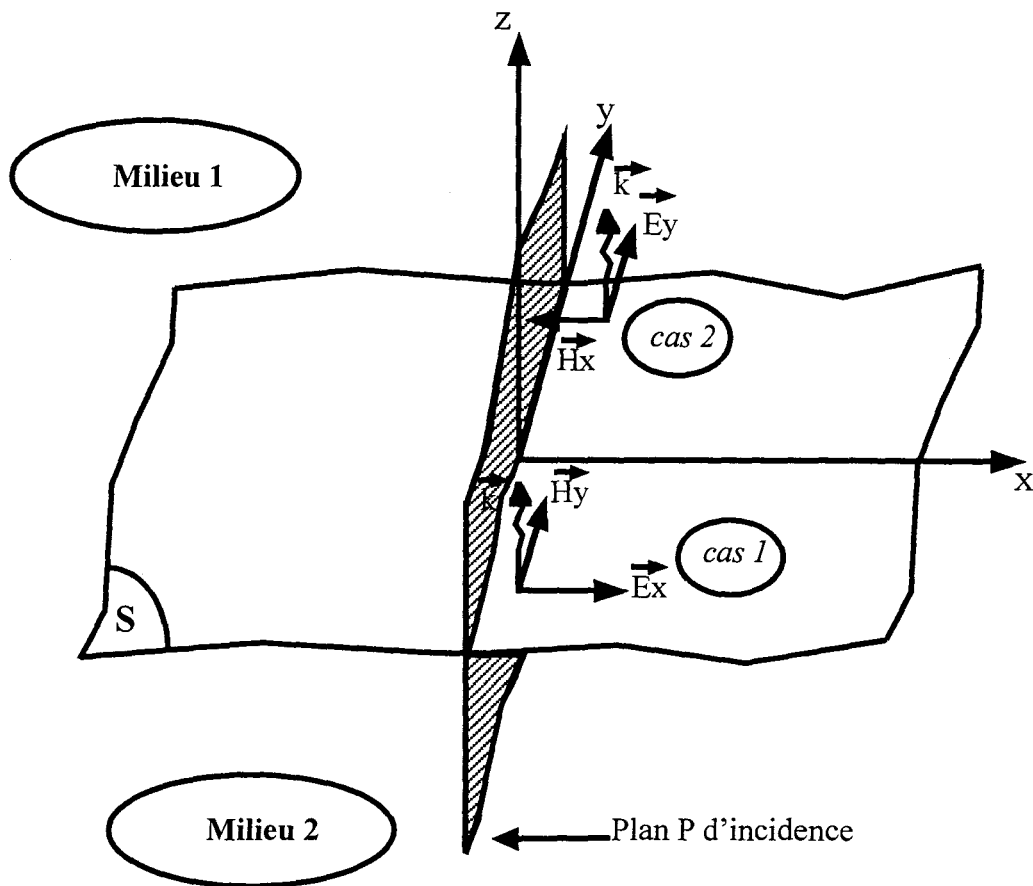


Figure II.17. Polarisation horizontale ou verticale du champ électrique.

On considère deux régions infinies notées 'Milieu 1' et 'Milieu 2' séparées par une surface S. Une onde plane uniforme qui se propage et qui va passer du milieu 1 au milieu 2 peut arriver selon deux polarisations correspondant soit au cas où la composante du champ électrique  $E_x$  est perpendiculaire au plan d'incidence P (cas 1) soit au cas où ce champ est parallèle à ce dernier (cas 2).

Une onde incidente à cette interface S va donc s'y réfléchir donnant naissance à une onde réfléchie qui va se propager dans le même milieu que l'onde incidente, et donner naissance à une onde transmise dans le milieu opposé. Ce qu'il nous faut rechercher, correspond en définitif aux coefficients de réflexion propres à chaque polarisation possible de l'onde incidente pour prendre en compte, en un point donné où le champ rayonné sera évalué, la contribution de l'onde réfléchie par l'interface diélectrique - air.

Calculs des coefficients de réflexion propre aux deux polarisations du champ électrique.

**-a- Cas où le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence.**

Par simplicité, nous allons indiquer uniquement la définition utilisée pour calculer ce coefficient et son expression analytique. Pour de plus amples détails, l'annexe 4 décrit l'ensemble de la démarche adoptée.

Par définition, ce coefficient va s'écrire de la manière usuelle:

$$R_{\perp} = \frac{Z_{in\perp} - Z_{o\perp}}{Z_{in\perp} + Z_{o\perp}} \quad (II.19)$$

Dans cette expression, on fait intervenir le calcul de l'impédance d'entrée de la ligne ( $Z_{in}$ ) ainsi que celui de l'impédance caractéristique du vide  $Z_o$ . En effet, d'après Wait, si les facteurs de propagation et les impédances caractéristiques de chaque milieu sont connus, la ligne peut alors se représenter selon la Figure II.18.

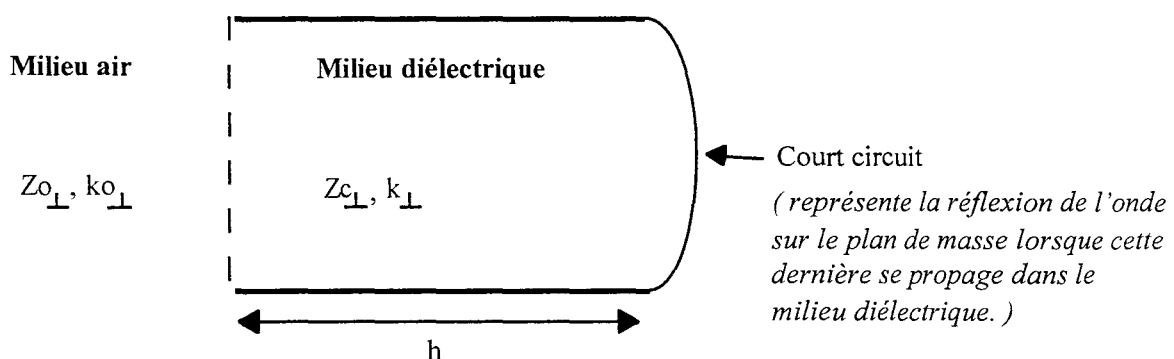


Figure II.18. Equivalence de la ligne microruban.

Après simplifications, le coefficient de réflexion  $R_{\perp}$  s'écrira:

$$R_{\perp} = \frac{1 + j \frac{v}{\cos(\theta)} \cdot \cot \text{ang}(k_o v h)}{1 - j \frac{v}{\cos(\theta)} \cdot \cot \text{ang}(k_o v h)} \quad (\text{II.20})$$

avec: -  $v = \sqrt{\epsilon_r - \sin^2(\theta)}$

-  $k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o}$



**-b- Cas où le champ électrique est tangent au plan d'incidence.**

Dans le cas où le champ électrique devient tangent au plan d'incidence, la démarche sera identique mais il convient de recalculer les facteurs de propagation et les impédances caractéristiques de chaque milieu [Annexe 4].

Le coefficient de réflexion noté  $R_{//}$  aura comme expression finale:

$$R_{//} = \frac{1 - j \frac{v}{\epsilon_r \cos(\theta)} \tan g(k_o v h)}{1 + j \frac{v}{\epsilon_r \cos(\theta)} \cdot \tan g(k_o v h)} \quad (\text{II.21})$$

En revenant aux champs  $E_{\theta}$  et  $E_{\phi}$  définis en (II.18), il reste à identifier à quelle polarisation va correspondre chaque composante pour appliquer le coefficient de réflexion adéquat.

Le plan d'incidence de l'onde va être en fait porté par les vecteurs unitaires  $\hat{a}_{\theta}$  et  $\hat{a}_{\phi}$  comme l'indique la Figure II.19.



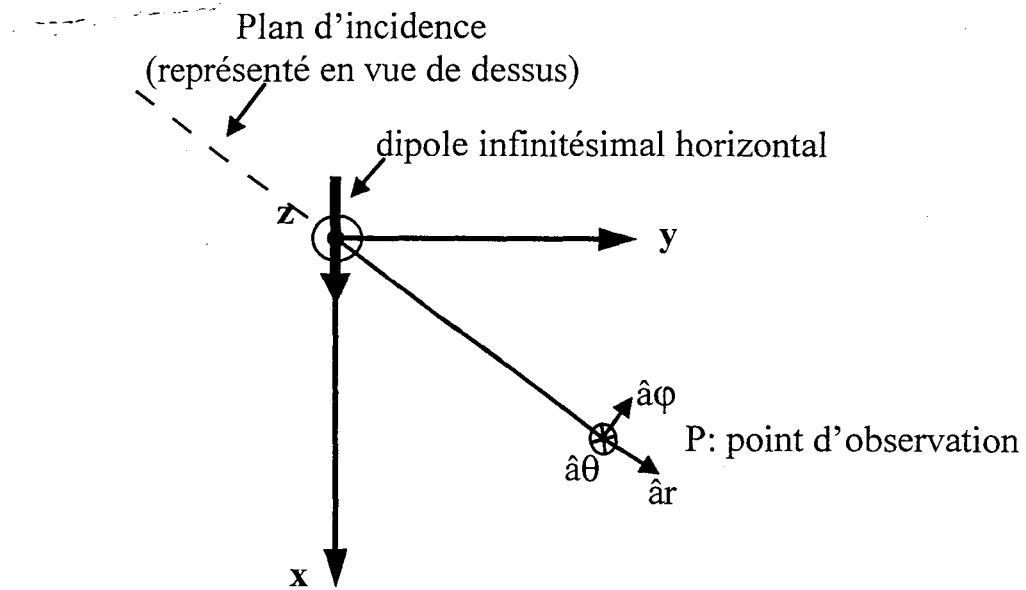


Figure II.10. Représentation géométrique du plan d'incidence de l'onde.

Si on observe en un point P le champ rayonné par ce dipôle, trois composantes de champ  $\vec{E}_r$ ,  $\vec{E}_\theta$  et  $\vec{E}_\phi$  peuvent a priori s'écrire; orientées chacune dans une direction portée par les vecteurs unitaires  $\hat{a}_r$ ,  $\hat{a}_\theta$  et  $\hat{a}_\phi$ . Réciproquement, une onde d'angle d'incidence arbitraire sera contenue dans un plan défini par les vecteurs unitaires  $\hat{a}_\theta$  et  $\hat{a}_\phi$ . De ce fait, le cas de la polarisation parallèle sera relié à la composante  $\vec{E}_\theta$ ; celui de la polarisation orthogonale à la composante  $\vec{E}_\phi$ .

Si on fait le bilan des composantes rayonnées, à la composante incidente, il faut rajouter celle réfléchiée par le plan. Comme l'indique Wait, si la composante magnétique est orthogonale à l'interface, la composante électrique y sera parallèle. L'onde réfléchiée s'écrit alors  $-R_{//} \cdot E_{incident}$ ; d'où:

$$dE_{\theta_{Hr}} = dE_{\theta_H} - R_{//} \cdot dE_{\theta_H} \quad (II.22)$$

où l'indice r correspond à l'évaluation de la composante totale rayonnée.

soit,

$$dE_{\theta_{Hr}} = j\omega \frac{\mu_0}{4\pi r} I \cdot \cos(\theta) \cos(\phi) (R_{//} - 1) \int_C \exp(-jkR) dx' \quad (II.23)$$

Si le champ magnétique est parallèle à l'interface, la composante électrique y devient orthogonal. Le champ réfléchi s'écrit  $+R_{\perp}.E_{\text{incident}}$ ; ce qui a pour conséquence sur la composante totale la relation suivante:

$$dE_{\phi_{H_r}} = dE_{\phi_H} + R_{\perp}dE_{\phi_H} \quad (\text{II.24})$$

soit,

$$dE_{\phi_{H_r}} = j\omega \frac{\mu_o}{4\pi r} I_o \sin(\phi) (R_{\perp} + 1) \int_C \exp(-jkR) dx' \quad (\text{II.25})$$

Pour connaître la contribution totale de ces dipôles le long de la ligne de courant de longueur  $L$ , on va intégrer les deux composantes précédentes (II.24) et (II.25) de  $x' = -L/2$  à  $x' = L/2$ . Connaissant la distribution de courant définie en (II.17), on obtient les deux composantes de champ électrique rayonnées suivantes:

$$\begin{aligned} E_{\theta_H} &= j\omega \frac{\mu_o}{4\pi} I_o \sin(\theta) \cos(\phi) (R_{//} - 1) .L.A_L \frac{\exp(-jkr)}{r} \\ E_{\phi_H} &= j\omega \frac{\mu_o}{4\pi} I_o \sin(\phi) (R_{\perp} + 1) .L.A_L \frac{\exp(-jkr)}{r} \end{aligned} \quad (\text{II.26})$$

$$\text{où } A_L = \frac{\sin\left(k_p - k \sin(\theta) \cos(\phi)\right) \frac{L}{2}}{\left(k_p - k \sin(\theta) \cos(\phi)\right) \frac{L}{2}}$$

- Partie verticale.

Contrairement au cas précédent, le dipôle est maintenant plongé entièrement dans le diélectrique[25b]. Considérons dans un premier temps ce dernier en espace libre comme le montre la Figure II.20.

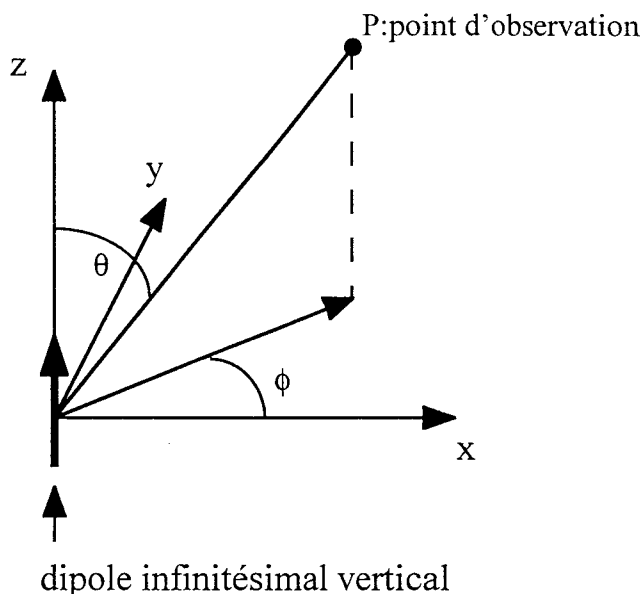


Figure II.20. Dipôle infinitésimal vertical en espace libre.

En champ lointain, ce dipôle ne rayonne qu'une unique composante  $E_{\theta}$  qui va s'écrire:

$$dE_{\theta_v} = j\eta \frac{k|dl|}{4\pi r} \cdot \sin(\theta) \cdot \exp(-jkR) \quad (II.27)$$

avec  $R = r - x' \sin(\theta) \cos(\phi)$ .

Il faut ici se rappeler la représentation de la Figure II.15 sur laquelle le repère  $(Ox'y'z')$  est placé au milieu de la piste horizontale. de ce fait, on référence le rayonnement de ce dipôle vertical par rapport à l'abscisse de ce repère d'où l'expression de  $R$  précédente.

Comme ce dipôle va en fait se déplacer dans le diélectrique entre les ordonnées  $z'=0$  et  $z'=+h$ , l'expression (II.27) va encore s'écrire:

$$dE_{\theta_v} = j\eta k \frac{|dl|}{4\pi r} \cdot \sin(\theta) \exp(-jk(R - z' \cos(\theta))) \quad (II.28)$$

Si, à l'ordonnée  $z'$  égale à 0, on place un plan de référence supposé infini, on peut dans ce cas, utiliser le théorème des images. La représentation de la Figure II.20 conduit alors à celle de la Figure II.21 suivante.

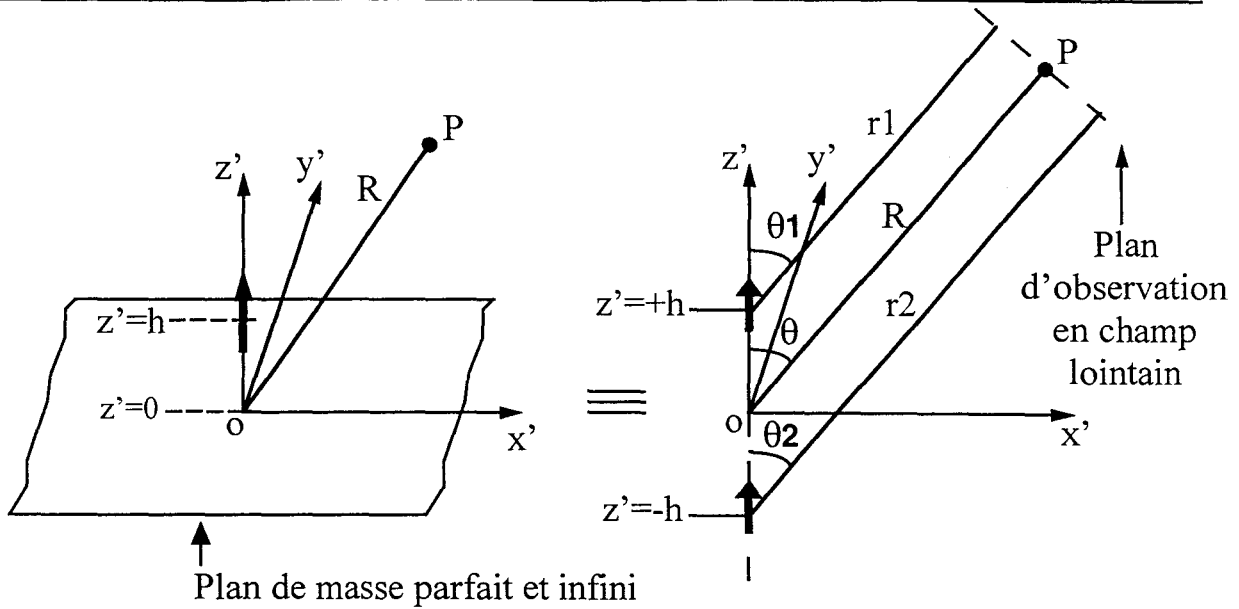


Figure II.21. Schéma équivalent du dipôle infinitésimal placé au dessus d'un plan de masse infini par l'application du théorème des images

La composante rayonnée de la formule (II.28) devient:

$$dE_{\theta_v} = j\eta \frac{k|dl|}{4\pi r} \cdot \sin(\theta) \left[ \exp(-jk(R - z' \cos(\theta))) + \exp(-jk(R + z' \cos(\theta))) \right] \quad (\text{II.29})$$

Tout comme pour la partie horizontale, on va utiliser le théorème de réciprocité pour évaluer la composante totale rayonnée faisant intervenir les ondes incidente et réfléchie. Par commodité; la démarche étant identique à celle précédemment utilisée; nous n'indiquons que le résultat final faisant intervenir le coefficient  $R_{\perp}$  définie par l'équation (II.20).

$$dE_{\theta_v} = j\eta \frac{k|dl|}{4\pi r} \cdot \sin(\theta_r) \exp(-jkR) \cdot (1 - R_v) \left[ \exp(jk_d z' \cos(\theta_r)) + \exp(-jk_d z' \cos(\theta_r)) \right] \quad (\text{II.30})$$

avec: -  $\theta_r$ , angle dans le diélectrique  
 -  $k_d$ , nombre d'onde dans le diélectrique.

L'angle  $\theta_r$  correspond à l'angle de l'onde transmise dans la région nommée 2 dans le cas où une onde qui se propage dans la région adjacente notée 1, vient "frapper" la frontière de ses deux régions (Figure II.22).

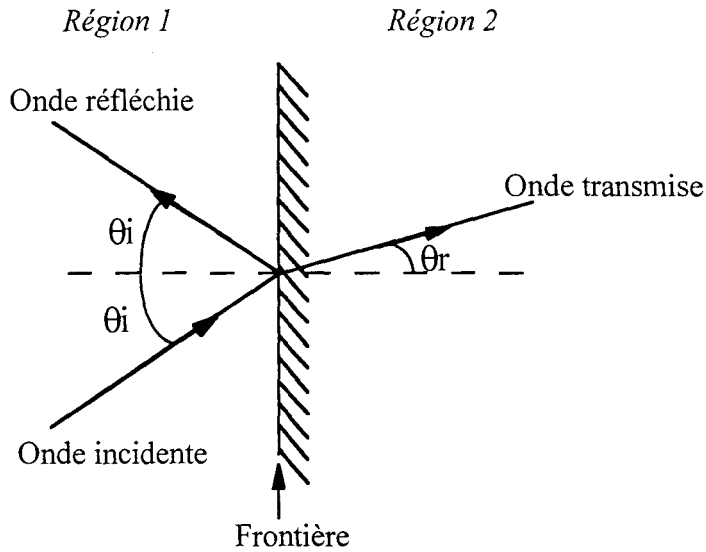


Figure II.22. Définition de l'angle  $\theta$ .

Après simplification et en effectuant un changement de repère de manière à exprimer le champ rayonné par rapport au repère placée à l'interface diélectrique - air de la Figure II.15, l'expression précédente s'écrit:

$$dE_{\theta, r} = j\omega\mu_0 \frac{I dl}{4\pi\epsilon_r} \cdot \sin(\theta) \frac{\exp(-jkR)}{r} (1 + R_{\perp}) \left[ \frac{\exp(jkv(z' + 2h)) + \exp(-jkvz')}{1 + \exp(jkv \cdot 2h)} \right] \quad (\text{II.31})$$

$$\text{avec: } v = \sqrt{\epsilon_r - \sin^2(\theta)}$$

A l'aide de cette expression, on peut maintenant évaluer la contribution de l'ensemble des éléments verticaux; éléments situés respectivement à l'entrée de la ligne en  $x' = -L/2$  et à la sortie de cette dernière, soit en  $x' = +L/2$ .

Entre ces deux abscisses, il convient de remarquer que le sens du courant va s'inverser comme le met en évidence la Figure II.23.

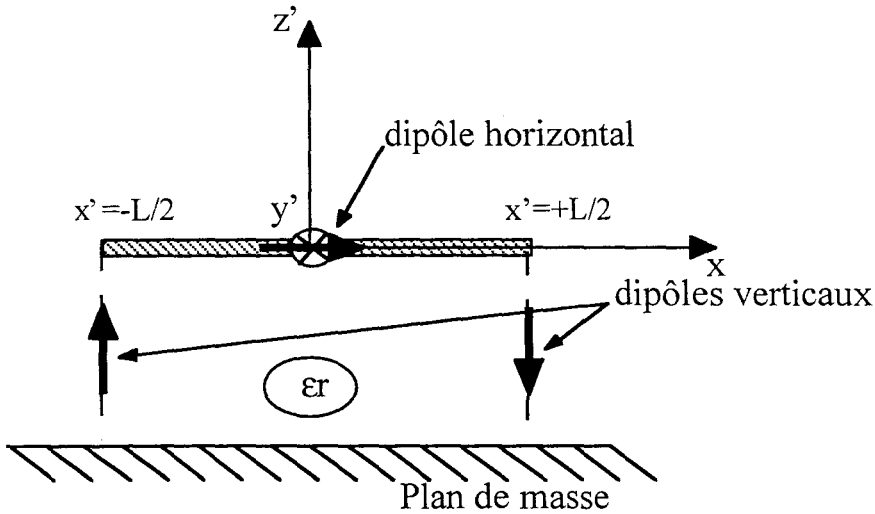


Figure II.23. Orientation électrique des dipôles horizontal et verticaux.

Le champ électrique total vertical s'exprimera donc:

$$E_{\theta_{V_r}} = \int_{z'=-h}^{z'=0} \left( dE_{\theta_{V_r}} \Big|_{x'=-\frac{L}{2}} - dE_{\theta_{V_r}} \Big|_{x'=\frac{L}{2}} \right) dz' \quad (\text{II.32})$$

Si on introduit la distribution de courant de la formule (II.17), on obtient:

$$E_{\theta_{V_r}} = j\omega\mu_0 \frac{I_0 F_V \exp(-jkr)}{4\pi\epsilon_r r} (1 + R_{\perp}) \frac{\tan g(kvh)}{kv} \cdot \sin(\theta) \quad (\text{II.33})$$

$$\text{où: } F_V = 2j \cdot \sin \left[ \left( k_p - k \sin(\theta) \cos(\phi) \right) \frac{L}{2} \right]$$

La composante totale rayonnée selon  $\theta$  sera la contribution des parties horizontale et verticale, alors que selon  $\phi$ , seule la composante liée à la partie horizontale interviendra. On en déduit le bilan suivant:

$$\begin{aligned} E_{\theta} &= E_{\theta_H} + E_{\theta_V} \\ E_{\phi} &= E_{\phi_H} \end{aligned} \quad (\text{II.34})$$

Connaissant l'expression des champs rayonnés, on peut calculer le flux du vecteur de Poynting et ainsi évaluer la puissance totale rayonnée par un tel circuit.

L'expression de cette puissance est donnée par la relation (II.35):

$$P_r = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{(|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2)}{\eta} r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (\text{II.35})$$

où  $\eta$  représente l'impédance d'onde égale à  $120\pi$ .

L'intégration selon l'angle  $\theta$  ne se fera que sur une demi-sphère compte tenu de l'hypothèse sur les dimensions infinies du plan de masse. Les champs n'existeront en définitif que dans la région supérieure à la piste. L'expression de cette puissance sera évaluée numériquement.

Pour calculer l'efficacité de rayonnement, il est nécessaire de connaître la puissance injectée à l'entrée du dispositif. Les pertes par rayonnement étant en général assez faibles sur ce type de circuit, un bilan de puissance montre que la puissance injectée est quasiment égale à celle dissipée dans la charge d'extrémité, soit:

$$P_{inj} = |I_0|^2 Z_1 \quad (\text{II.36})$$

avec  $Z_1$ , impédance de charge.

Ainsi,

$$\text{Eff} = \frac{P_r}{P_{inj}} \quad (\text{II.37})$$

En remplaçant  $P_r$  par son expression, on peut constater immédiatement que le module du courant va s'annuler; la connaissance de ce paramètre n'est finalement pas nécessaire.

### *II.3.3.3.) Mesure de l'efficacité de rayonnement d'une piste rectiligne en chambre réverbérante.*

Au premier chapitre, on a défini le terme d'efficacité de blindage comme étant le rapport de la puissance reçue par un élément donné, notée  $P_{DUT}$  sur celle reçue par une antenne de référence, notée  $P_{REF}$  selon:

$$EB(\text{dB}) = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{\text{DUT}}}{P_{\text{REF}}} \right) \quad (\text{II.38})$$

Avec cette définition, cette quantité est alors négative.

Si on considère une antenne supposée sans pertes et adaptée, plongée dans le champ électromagnétique d'une chambre réverbérante, cette dernière va recevoir une puissance  $P_{\text{REF}}$  qui peut s'écrire en fonction de la densité de puissance  $D_p$  contenue dans l'enceinte suivant la relation:

$$P_{\text{REF}} = A_{\text{effREF}} D_p \quad (\text{II.39})$$

La directivité d'une telle antenne plongée dans ce champ électromagnétique de nature isotrope est égale à 1. De ce fait, comme la surface effective  $A_{\text{effREF}}$  est égale à  $\frac{\lambda^2}{8\pi}$  [26], la relation (II.39) devient:

$$P_{\text{REF}} = \frac{\lambda^2}{8\pi} D_p \quad (\text{II.40})$$

Une piste de circuit imprimé, illuminée par un champ identique, recevra de la même manière une puissance notée  $P_{\text{DUT}}$ , fonction de  $D_p$ :

$$P_{\text{DUT}} = A_{\text{effDUT}} \cdot D_p \quad (\text{II.41})$$

Compte tenu de la relation (II.40), on peut exprimer  $D_p$  en fonction de  $P_{\text{REF}}$  et remplacer cette expression dans (II.41). La puissance  $P_{\text{DUT}}$  va s'écrire finalement:

$$P_{\text{DUT}} = A_{\text{effDUT}} \cdot \frac{8\pi P_{\text{REF}}}{\lambda^2} \quad (\text{II.42})$$

Considérons une antenne donnée et intéressons nous au bilan de puissance qui va relier la puissance injectée à l'entrée de cette dernière et celle rayonnée dans l'espace. si on prend le cas d'une antenne cornet double ridge [27], on peut représenter ce bilan par l'intermédiaire du schéma de la Figure II.24:



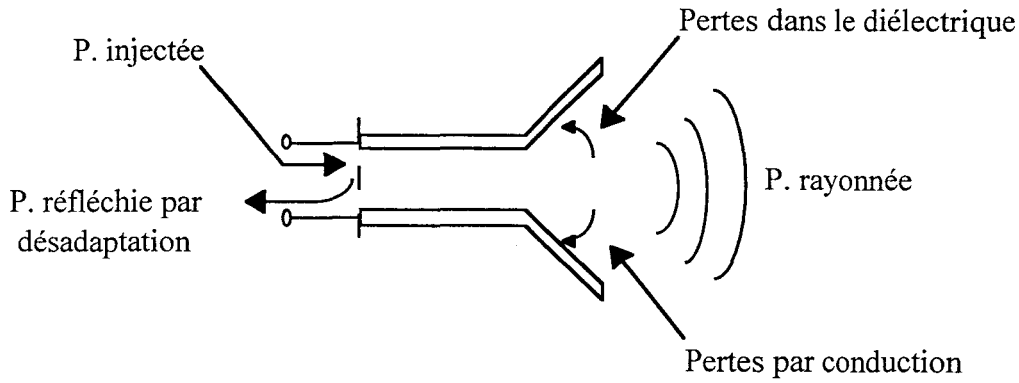


Figure II.24. Bilan de puissance sur une antenne de type cornet.

Ce bilan, si on considère l'ensemble des pertes existantes au sein de la structure, s'écrit alors:

$$P_{\text{injectée}} = P_{\text{réfléchi}} + \sum \text{Pertes}_{\text{conducteurs et diélectriques}} + P_{\text{rayonnée}} \quad (\text{II.43})$$

Dans le vocabulaire lié à la théorie des antennes, on définit le terme "d'efficacité d'antenne" ou de "rayonnement", comme étant un nombre sans dimensions, qui prend en compte l'ensemble des pertes qui ont lieu dans l'antenne. Ce terme noté  $e_t$  peut s'écrire en fonction des termes de l'équation (II.43) selon:

$$\frac{P_{\text{rayonnée}}}{P_{\text{injectée}}} = e_t = 1 - \frac{\sum \text{Pertes}}{P_{\text{injectée}}} \quad (\text{II.44})$$

Le terme  $e_t$  étant sous une autre écriture assimilable à l'efficacité de rayonnement  $E_{\text{ff}}$  calculée au paragraphe précédent, la puissance  $P_{\text{DUT}}$  de l'équation (II.42) pourra se réécrire sous la forme:

$$P_{\text{DUT}} = E_{\text{ff}} \cdot P_{\text{REF}} \quad (\text{II.45})$$

soit

$$E_{\text{ff}} = \frac{P_{\text{DUT}}}{P_{\text{REF}}} \quad (\text{II.46})$$

D'un point de vue expérimental, pour comparer l'efficacité de rayonnement calculée théoriquement par l'équation (II.37), nous procéderons en deux étapes suivant le protocole de la Figure II.25.

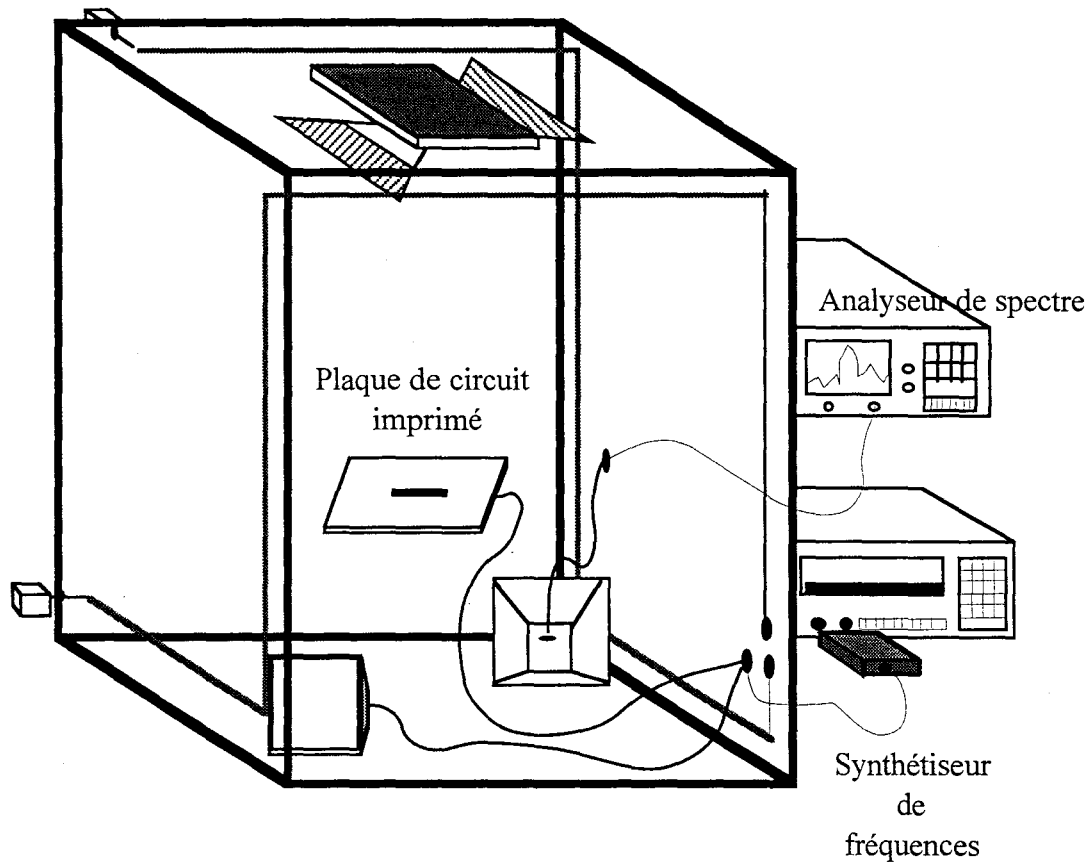


Figure II.25. Protocole de la mesure de l'efficacité de rayonnement d'une piste de circuit imprimé.

Dans un premier temps, on va mesurer la puissance reçue sur l'antenne de réception, notée  $P_{REF}$ , quand on injecte une puissance  $P_0$  constante sur l'antenne d'émission; ici une cornet double ridge. Dans un deuxième temps, cette même puissance  $P_0$  sera injectée sur la piste du circuit imprimé étudié et on mesurera la puissance reçue sur l'antenne cornet de réception.

L'ensemble des mesures relevées correspondra à la puissance maximale reçue en fonction de l'angle du brasseur.

Les courbes de la Figure II.26 comparent les résultats obtenus pour deux cartes de circuit imprimé pour lesquelles la largeur de la piste varie de 3 mm ( $Z_c=50 \Omega$  - carte EBMD) à  $w=1$  mm. Dans ce cas, l'impédance caractéristique est égale à  $86 \Omega$ , ce n'est autre que l'éprouvette EBM4 du premier chapitre.

Rappelons que la modification de la largeur de la piste n'intervient que sur la variation de la vitesse de propagation des ondes dans le diélectrique et que, pour l'évaluation du rayonnement, on supposera toujours que la piste est assimilée à une ligne uniforme.

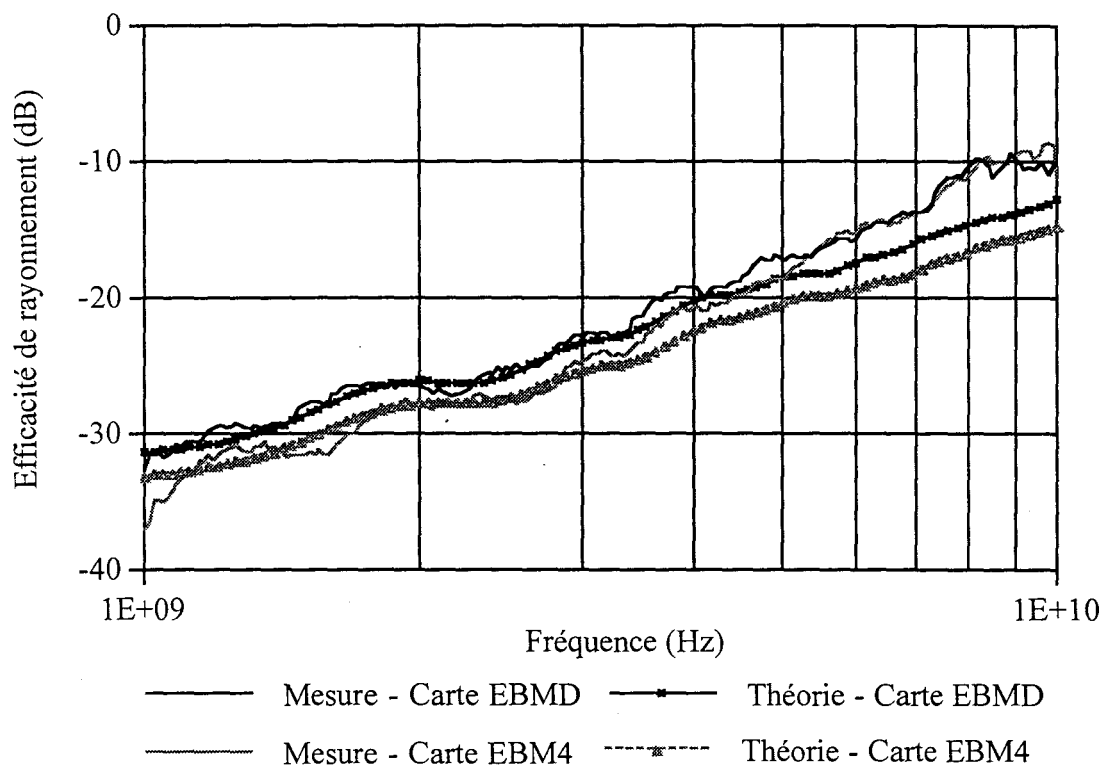


Figure II.26. Evaluation théorique de l'efficacité de rayonnement des cartes EBMD et EBM4. Comparaison avec les résultats expérimentaux.

L'évaluation théorique ainsi que les mesures ont été faites de 1 GHz à 10 GHz. La limite basse est imposée par l'utilisation des antennes cornets.

Concernant la carte d'impédance caractéristique  $50 \Omega$  (EBMD), nous pouvons remarquer que l'évaluation théorique permet de reproduire précisément son comportement expérimental jusqu'aux fréquences inférieures à 4,5 - 5 GHz. Au delà, les hypothèses admises ne sont plus valides; en particulier celle liée à la distribution approchée du courant. En effet, nous avons constaté précédemment que dans cette gamme, la naissance d'un mode supérieur entraîne la limitation de cette approche analytique, qui ne tient compte que du mode TEM se propageant.

Une approche plus précise consisterait de plus à modifier les expressions analytiques précédentes pour tenir compte des dimensions du plan de référence.

Le modèle théorique appliqué à la carte EBM4, permet de reproduire le comportement expérimental de l'efficacité de rayonnement sur une gamme plus faible, puisque entre 3 et 4 GHz, l'écart s'accroît singulièrement entre les deux courbes. Nous n'avons, dans ce cas, uniquement recherché qu'elle était la validité de l'hypothèse sur la distribution de courant circulant sur la piste. En effet, pour cette éprouvette, l'hypothèse n'est à priori plus applicable puisque l'impédance caractéristique est maintenant différente de  $50 \Omega$ . Le courant n'est donc plus assimilable à une onde progressive. Néanmoins, la désadaptation n'étant pas importante, cette hypothèse reste justifiée jusque 3 GHz. En effet, le coefficient de réflexion est de l'ordre de 0,264, soit un TOS de 1,72.

Pour confirmer l'approche théorique utilisée, il paraît intéressant en dernier lieu, de calculer directement la puissance rayonnée par la carte et de démontrer que la puissance captée par une antenne, plongée dans la chambre réverbérante, est bien fonction de cette dernière.

Pour ce faire, nous utilisons les résultats de Corona et al[28] qui montrent, qu'à partir du principe de conservation d'énergie, la densité de puissance, à l'intérieur de la chambre, peut s'écrire en fonction de la puissance rayonnée par un objet selon:

$$D_p = \frac{\lambda Q}{2\pi V} P_{\text{rayonnée}} \quad (\text{II.47})$$

- où: -  $V$  est le volume de l'enceinte  
-  $Q$ ; le coefficient de qualité de cette dernière.

La puissance reçue par une antenne s'écrit selon la relation (II.39) sous la forme:

$$P_{\text{reçue}} = A_{\text{eff}} D_p \quad (\text{II.48})$$

Comme la surface effective est prise égale à  $\frac{\lambda^2}{8\pi}$ , la puissance reçue par cette antenne va s'écrire, en combinant les relations (II.47) et (II.48) selon:

$$P_{\text{reçue}} = \frac{\lambda^3 Q}{16\pi^2 V} P_{\text{rayonnée}} \quad (\text{II.49})$$

La première démarche qui s'en suit, va consister à évaluer le coefficient de qualité de la chambre réverbérante. Nous allons dans ce but mesurer les pertes d'insertion[20] et calculer ce coefficient par la relation:

$$Q = \frac{16\pi^2 V}{\lambda^3} \frac{P_{\text{reçue}}}{P_{\text{injectée}}} \quad (\text{II.50})$$

L'évaluation du rapport  $\frac{P_{\text{reçue}}}{P_{\text{injectée}}}$  est effectué, dans notre cas, en mesurant le

bilan de transmission entre deux antennes cornets, placées dans la chambre, suivant le protocole suivant. On considère deux antennes arbitraires, placées à même le sol de la chambre comme l'indique le schéma de la Figure II.27.

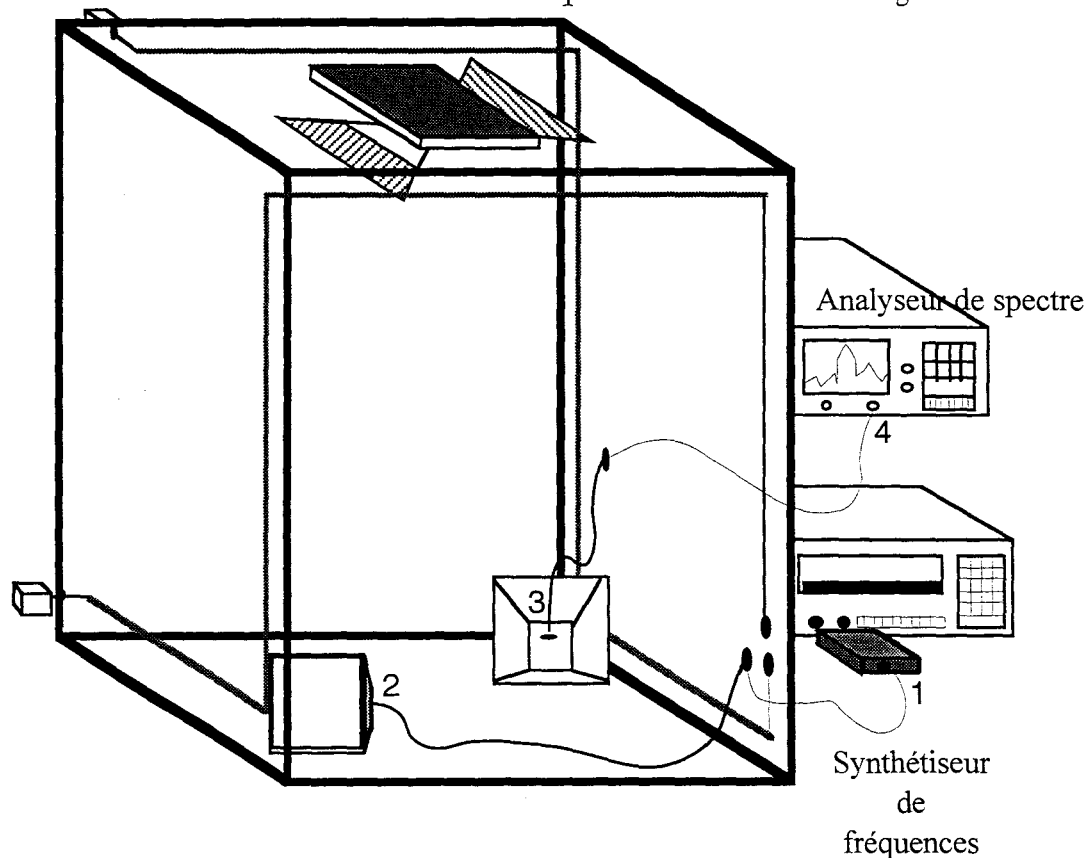


Figure II.27. Mesure des pertes d'insertion de la chambre réverbérante.

L'antenne d'émission est orientée vers un coin de la chambre et inclinée selon un angle voisin de  $45^\circ$  [29]. L'antenne de réception est placée selon la même inclinaison dans le coin diamétralement opposé, de manière à obtenir une isotropie du champ électromagnétique optimale et un couplage direct entre les deux antennes minimal.

Pour une puissance  $P_0$  injectée depuis le synthétiseur, on mesure la puissance maximale captée par l'antenne sur un tour de brasseur. Au préalable, on a pris soin d'évaluer les pertes sur les câbles d'interconnexion, situés entre les points 1 et 2 pour l'émission, puis 3 et 4 pour la réception. On est ainsi à même de connaître ce qui est réellement injecté et reçu au niveau des plans d'entrée/sortie de chacune des antennes.

Une mesure entre 1 et 10 GHz nous permet donc de calculer ce coefficient. Son évolution est représentée Figure II.28.

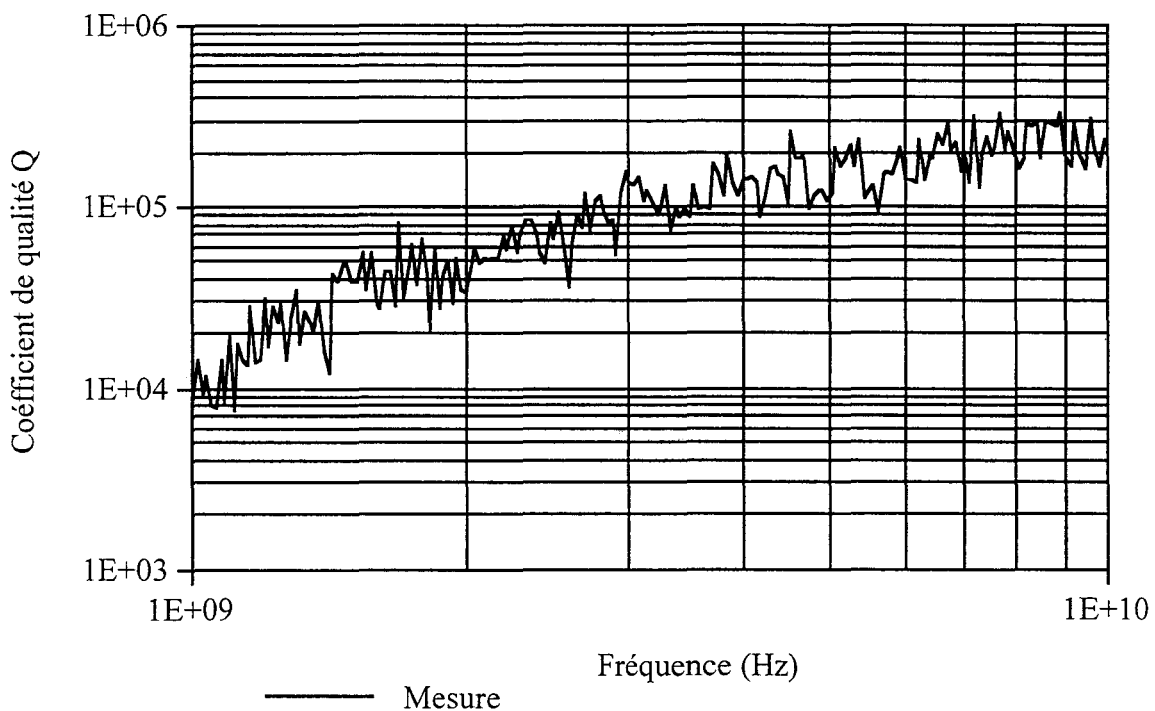


Figure II.28. Evaluation du coefficient de Qualité de la chambre réverbérante.

Si l'antenne d'émission est remplacée par la carte EBMD ( $Z_c=50 \Omega$ ), comme le montre la Figure II.25, on peut tout en connaissant les pertes dans le câble d'alimentation, calculer le courant  $I_0$  à l'entrée du circuit par le schéma équivalent suivant:

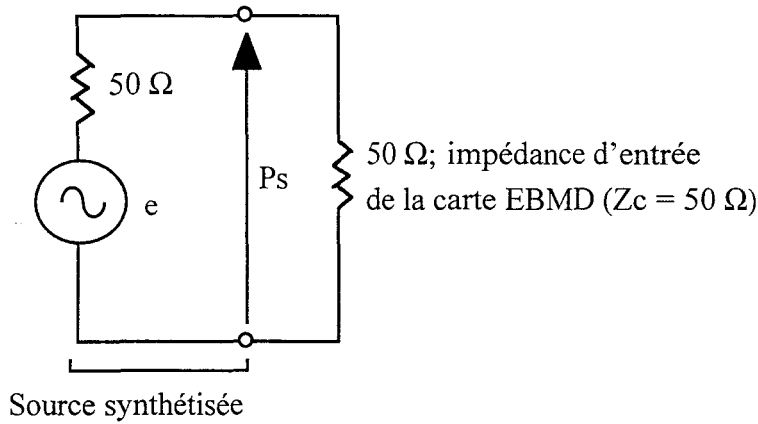


Figure II.29. Schéma équivalent de la carte EBMD, chargée sur son impédance caractéristique et alimentée par la source synthétisée.

$P_s$  est la puissance injectée dans le plan d'entrée du circuit imprimé, les pertes des câbles d'alimentation étant prise en compte. Le courant  $I_0$  s'écrira alors simplement sous la forme:

$$I_0 = \frac{2\sqrt{50.P_s}}{100} \quad (\text{II.51})$$

La puissance  $P_s$  est ici convertie en Watt, pour vérifier l'homogénéité de la relation précédente.

Compte tenu de la formule (II.35), on peut évaluer la puissance rayonnée par la carte et, selon la relation (II.49), comparer la puissance reçue en théorie à celle qu'une mesure directe va nous indiquer.

Les courbes de la Figure (II.30) montrent pour quelques points de fréquence, situés entre 1 et 4,5 GHz, la comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales.

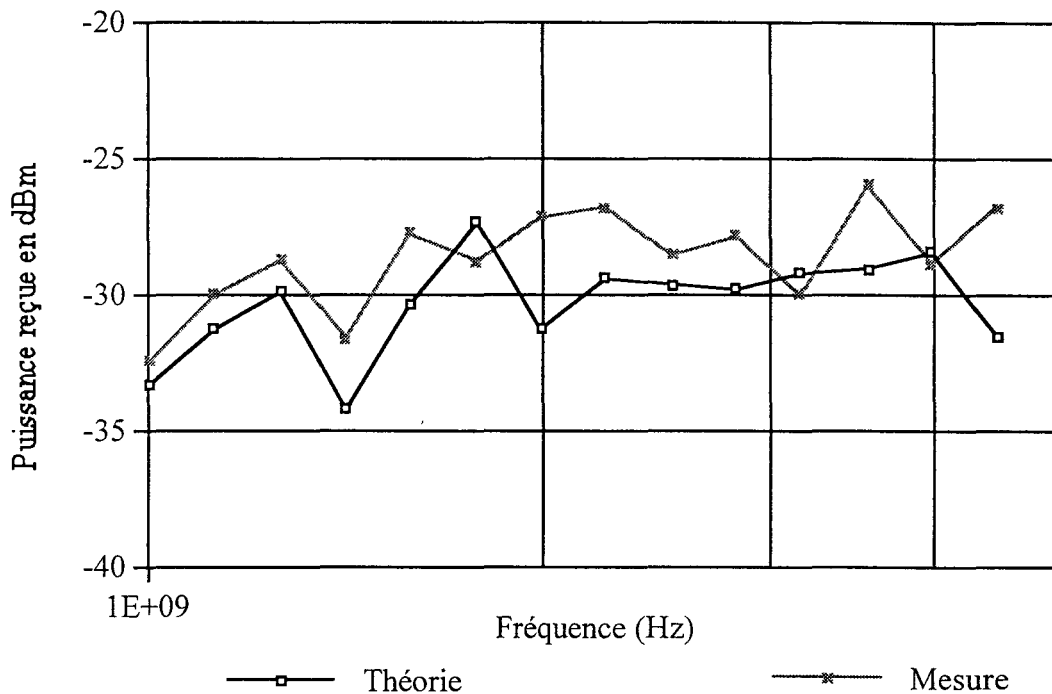


Figure II.30. Comparaison théorie - expérience sur la puissance reçue par une antenne, la carte EBMD étant la source d'émission.

Les résultats permettent de confirmer la validation des hypothèses adoptées. L'évaluation de la puissance rayonnée par une piste de circuit imprimé à l'aide du formalisme analytique proposé, permet d'approcher assez précisément le comportement expérimentale d'une telle structure.

#### II.4.) Evaluation expérimentale de câbles d'interconnexion par la méthode de la chambre réverbérante.

##### II.4.1.) Conception de deux éprouvettes de test.

Compte tenu des résultats obtenus dans le paragraphe précédent sur les circuits microrubans, il apparaît clairement que la chambre réverbérante s'avère être une technique de mesure permettant d'apporter des informations précises sur le comportement électromagnétique de circuits planaires. Il reste à l'appliquer pour des structures filaires, que l'on va rencontrer souvent dans un environnement industriel. Comme nous l'avons déjà mentionné et représenté Figure II.1, un câble d'interconnexion qui va relier deux sous systèmes, va



constituer, de par son blindage, une ligne de transmission vis à vis du plan de référence qui se trouvera dans la plupart des cas à proximité. C'est au comportement électromagnétique de cet élément filaire que nous nous intéressons maintenant.

*II.4.1.1.) Définition des paramètres électriques et géométriques de la ligne de transmission équivalente.*

Plusieurs critères vont définir le choix de la réalisation de ces deux structures de test. Tout d'abord, la dimension longitudinale de la ligne doit respecter une des propriétés propre au concept de ligne de transmission. En effet, cette dernière doit être bien supérieure à la hauteur "h" entre le conducteur et le plan.

D'autre part, une recherche de ces phénomènes dans le domaine haute fréquence nous amène à définir une bande passante située entre 200 MHz et 10 GHz. Compte tenu de la gamme des agressions électromagnétiques hautes fréquences actuelles, il apparaît nécessaire de se pencher sur une telle gamme. En espace libre, ces fréquences sont équivalentes à une longueur d'onde comprise entre 1,50 m et 3 cm. La dimension longitudinale devant être grande, elle sera fixée à 1,20 m.

De précédentes études sur les antennes filaires[30] ont montré que pour assurer une efficacité de rayonnement acceptable avec les plus basses fréquences (quelques centaines de MHz), l'impédance caractéristique du mode TEM qui se propage sur la ligne doit être proche de  $300 \Omega$ . Compte tenu de la longueur de la ligne, nous nous sommes fixés un diamètre de conducteur central égal à 2 mm. Cette valeur permettra de garder une certaine rigidité de la structure ainsi qu'une bonne flexibilité.

Connaissant la valeur de l'impédance caractéristique  $Z_c$ , on peut en déduire la hauteur "h" de la ligne représentée Figure II.31.

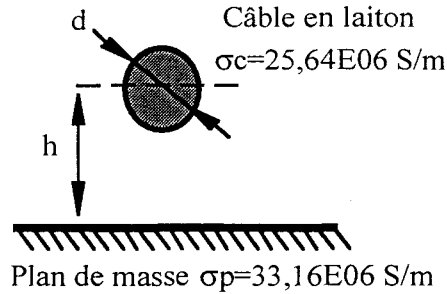


Figure II.31. Description géométrique de l'antenne filaire.

L'impédance caractéristique étant donnée par la relation suivante.

$$Z_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln\left(\frac{2h}{r}\right) \quad (\text{II.52})$$

où  $\epsilon_r$  est la permittivité relative du milieu considéré  
 $r$  le rayon du câble

Comme le rapport  $\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$  est voisin de 60, on en déduit  $h$  selon:

$$h = \frac{r}{2} \exp\left(\frac{Z_c}{60}\right) \quad (\text{II.53})$$

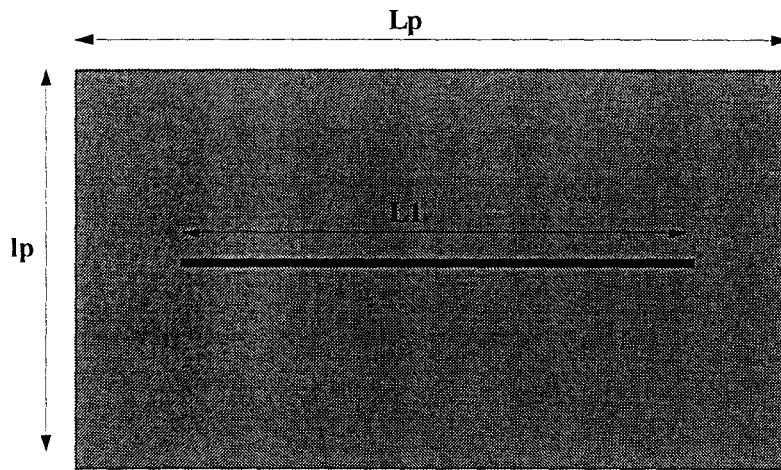
Le milieu considéré étant l'air,  $\epsilon_r$  vaut donc 1. " $r$ " étant donc égal à 1 mm, l'application de la formule (II.53) conduit à une valeur de " $h$ " égale à 7,42 cm. On peut remarquer que dès les fréquences supérieures à 4 GHz la longueur d'onde du signal se propageant sur la ligne deviendra comparable puis inférieure à cette hauteur. Le phénomène de rayonnement de la ligne devrait être parfaitement observable dans la bande de fréquences retenue.

#### II.4.1.2.) Description des deux maquettes réalisées.

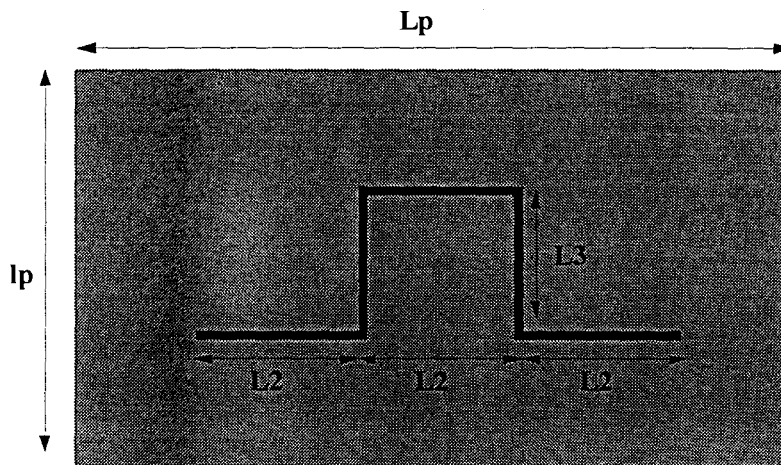
Notre choix s'est porté sur la réalisation de deux maquettes uniques. La raison en est simple. Leur conception est relativement simple et elles présentent des discontinuités anguleuses franches (coudes à 90 °). Pour les mêmes raisons que sur les cartes de circuit imprimé précédentes, il semble évident que si ces effets ne sont pas perceptibles sur de tels cas de figure, des

structures de géométries plus complexes, comportant des transitions plus douces, seront moins favorables pour révéler les effets recherchés.

Les maquettes conçues sont présentées Figure II.32 en vue de dessus.



(a) Structure droite



(b) Structure créneau

*Figure II.32. Présentation des maquettes de test en vue de dessus.*

Les longueurs respectives sont rassemblées ci-après:

- $L1 = 120$  cm
- $L2 = 20$  cm
- $L3 = 30$  cm

La longueur totale de ces deux éprouvettes est identique. L'atténuation due aux pertes par effet Joule sera donc égale sur les deux maquettes (a) et (b).

Le plan de référence est réalisé à l'aide d'une plaque en aluminium d'épaisseur 3 mm dont les dimensions respectives  $l_p$  et  $L_p$  sont 70 cm et 150 cm.

#### II.4.1.3.) Passage de la connectique coaxiale à la structure filaire.

L'influence de la technologie pour passer de la structure coaxiale à la structure filaire est un problème délicat[30]. La connectique des appareils de mesure et des sources se faisant à ces fréquences par l'intermédiaire de lignes coaxiales, l'extrémité des lignes verticales sera reliée à des connecteurs SMA directement fixés sur la face opposée au plan de masse et maintenus en contact par des vis métalliques. La coupe longitudinale du banc de mesure est représentée Figure II.33.

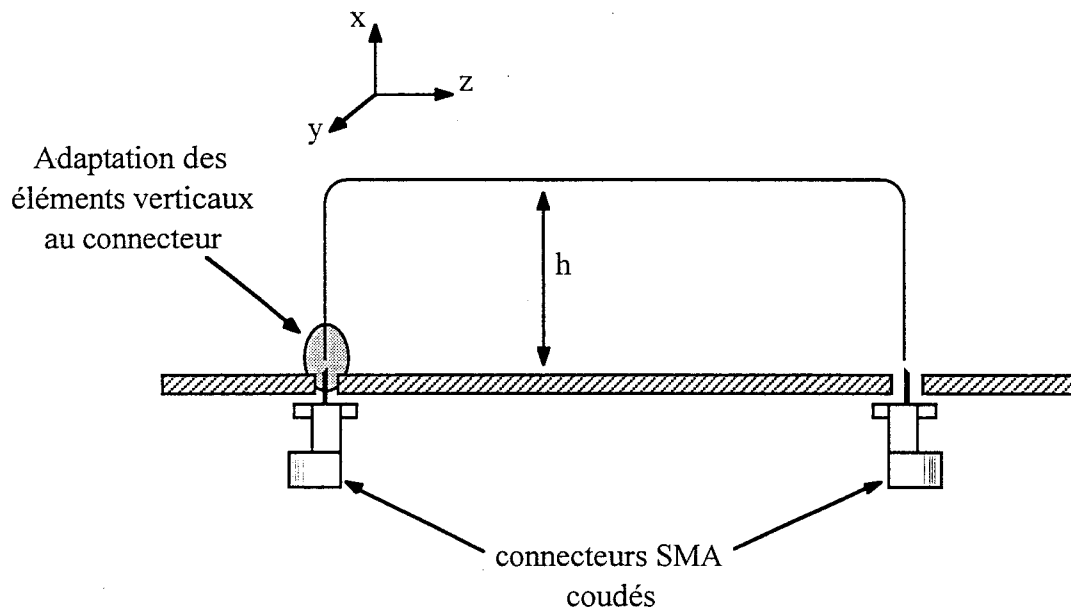


Figure II.33. Coupe longitudinale du banc de mesure.

Le diamètre de l'âme centrale du connecteur SMA étant égale à 1 mm, il faut adapter l'extrémité de l'élément vertical de la ligne à cette partie.

Le détail de l'adaptation figure ci-après.

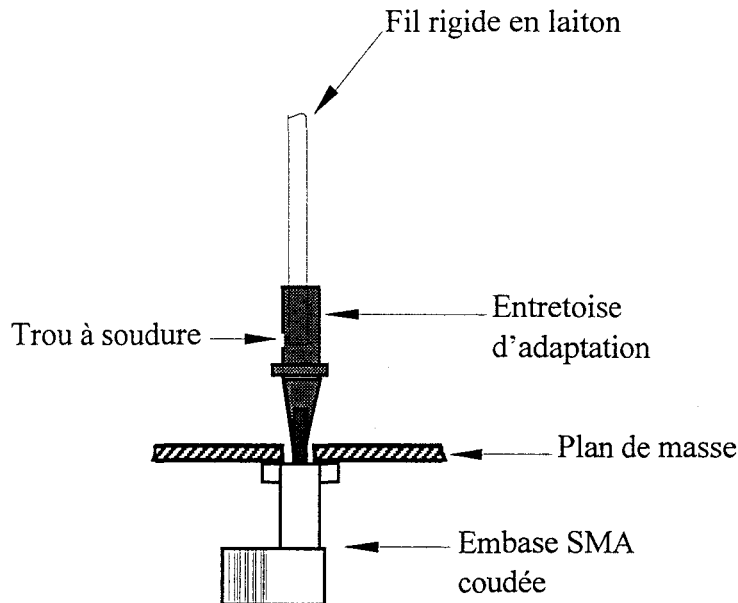


Figure II.34. Extrémité du fil vertical adapté au connecteur SMA coudé.

Une entretoise possédant à une extrémité une partie creuse reçoit l'extrémité du câble en laiton. L'ensemble est soudé de manière à assurer un contact optimal.

L'autre bout conique permet d'incorporer l'âme centrale du connecteur. De nouveau, l'ensemble est soudé garantissant ainsi un maintien solide de la connectique.

#### II.4.2.) Mesure des paramètres $S_{21}$ et $S_{11}$ .

Tout comme pour le cas des circuits planaires, nous allons à l'aide de l'analyseur de réseau, mesurer le coefficient de transmission  $S_{21}$  des deux structures décrites Figure II.32.

Le banc de mesure sera identique à celui de la Figure II.8 dont nous rappelons la constitution Figure II.35.

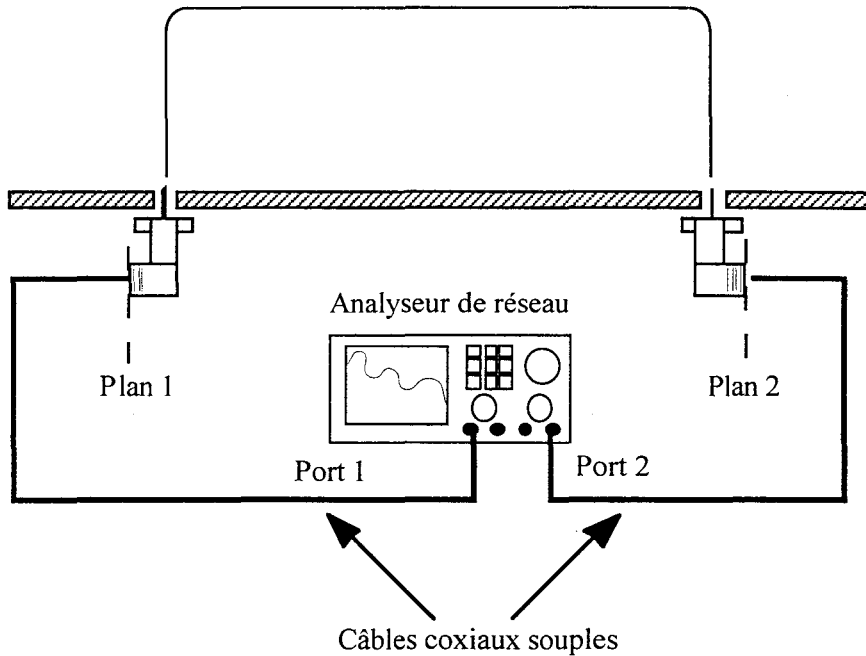


Figure II.35. Vue de face du banc de mesure des coefficients de la matrice  $[S]$ .

Les plans de calibration seront pris au niveau des connecteurs SMA soudés de manière à soustraire de la mesure la contribution des câbles d'interconnexion liant l'appareil à l'éprouvette. L'évolution du paramètre  $S_{21}$  est décrite Figure II.36, entre 200 MHz et 10 GHz pour un niveau de puissance injectée de -10 dBm.

L'observation des deux caractéristiques amènent plusieurs remarques:

- l'allure générale des courbes est semblable jusque 400 MHz, montrant une suite de maximums et minimums. Ces ondulations sont à relier aux ondes stationnaires qui prennent naissance sur chacune des structures, compte tenu de la forte désadaptation en entrée et en sortie.

- Au delà de cette fréquence, les courbes révèlent des comportements différents que l'on peut rattacher aux phénomènes électromagnétiques recherchés. On remarque que dès 1 GHz par exemple, il apparaît très clairement qu'à dimensions identiques, l'éprouvette comportant 4 coudes, possède un coefficient situé approximativement 10 dB en dessous de celui de l'éprouvette droite. Cet écart s'accroît avec la fréquence pour atteindre une valeur proche de 20 dB à 10 GHz. La propagation des ondes enregistre donc une atténuation plus importante, qui est probablement due à l'absorption d'énergie provoquée par le rayonnement de l'éprouvette coudée.

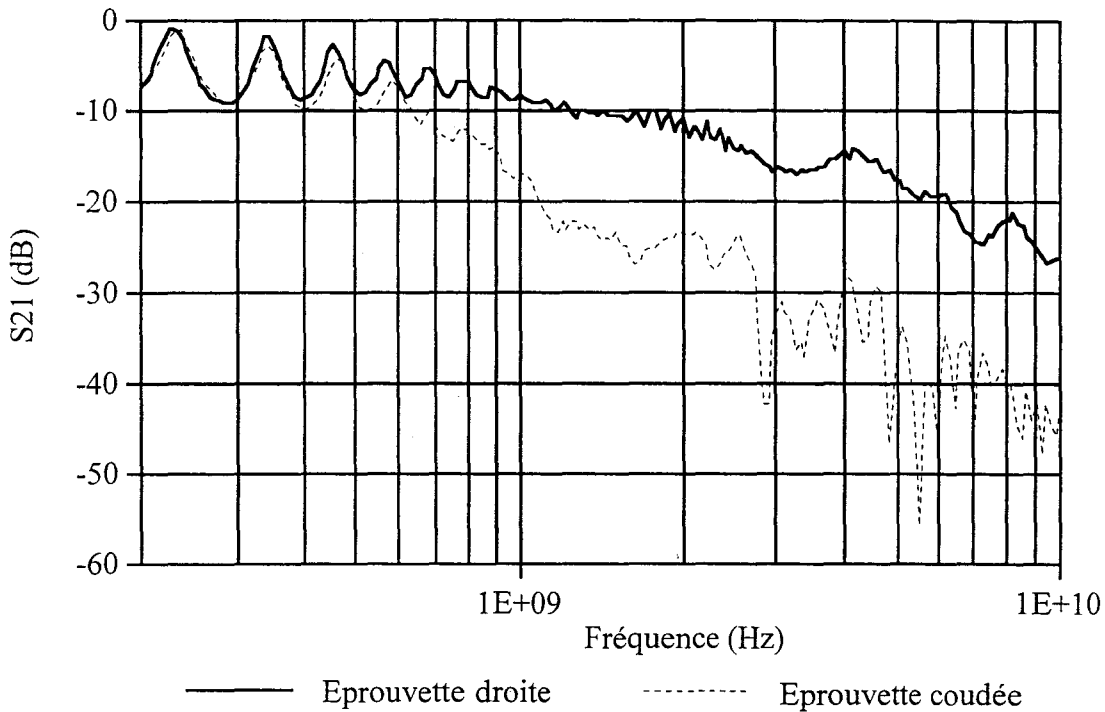


Figure II.36. Evolution du paramètre  $S_{21}$  des structures droite et créneau.

Comme les deux éprouvettes sont de dimensions longitudinales équivalentes, ce ne sont pas les pertes par effet Joule qui peuvent intervenir et être à l'origine de cet écart. Pour associer cette atténuation à un rayonnement, il convient néanmoins de mesurer le coefficient de réflexion à l'entrée de chacune des structures. Si ces derniers ne sont pas semblables, ils peuvent alors expliquer cet écart. Ce coefficient va être mesuré en connectant à l'autre extrémité une charge  $50 \Omega$ . La Figure II.37 représente son évolution pour les structures droite et créneau.

L'observation des courbes montre de nouveau des phénomènes d'ondulations caractérisés par une suite de maximums et minimums, dont l'origine est reliée aux ondes stationnaires présentes sur les éprouvettes. Au delà du GHz, ces dernières s'atténuent fortement, notamment sur l'éprouvette coudée, pour devenir indétectables au delà de 3-4 GHz. La longueur d'onde  $\lambda$ , s'approchant de la distance séparant la structure du plan de référence, rend l'approximation d'un mode unique de propagation (TEM) invalide. L'apparition de modes supérieurs qui prennent naissance à leur tour sur les échantillons, contribue à modifier le comportement électromagnétique des éprouvettes. Néanmoins, les coefficients de réflexion restent très voisins d'une structure à l'autre.

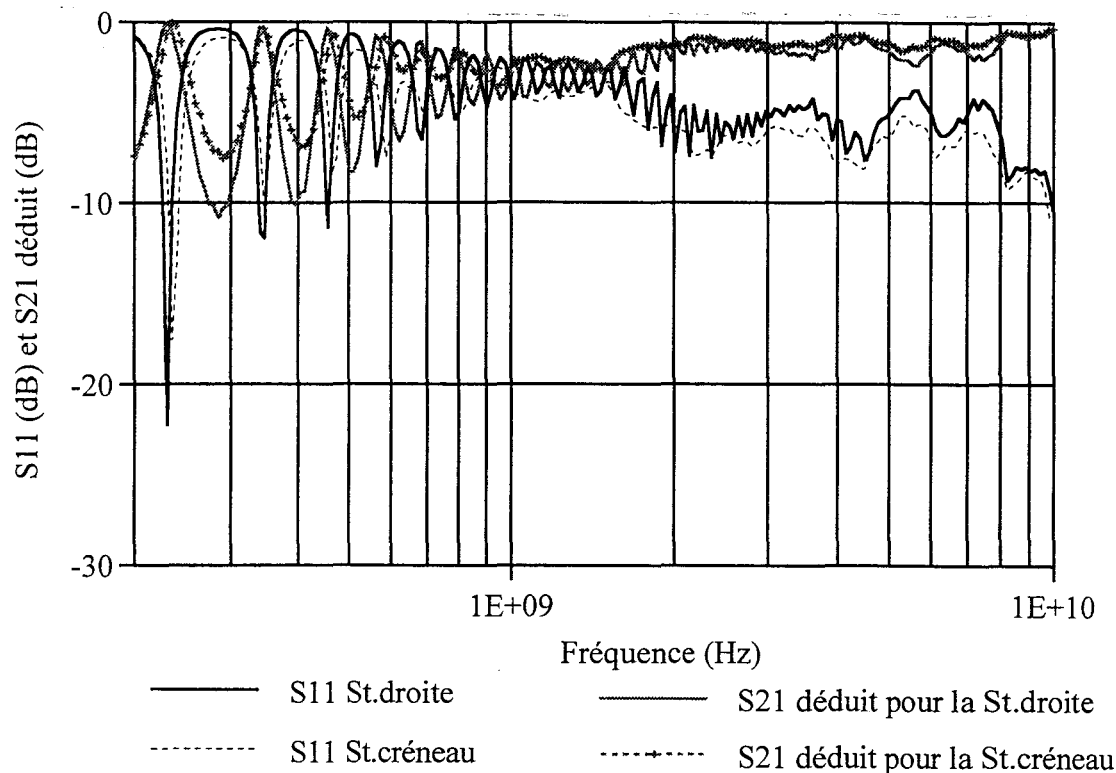


Figure II.37. Comportement du coefficient de réflexion  $S_{11}$  des deux structures filaires. Déduction du  $S_{21}$ .

Si on suppose qu'il n'existe pas de pertes par rayonnement, le bilan de puissance de l'équation (II.12) conduit directement à la relation (II.11). On peut alors en déduire le coefficient de transmission  $S_{21}$  d'une mesure du  $S_{11}$  selon la relation:

$$|S_{21}|^2 = 1 - |S_{11}|^2 \quad (\text{II.55})$$

C'est ce coefficient, déduit de la mesure du  $S_{11}$  précédente, que l'on a superposé sur la Figure II.37.

On constate qu'à priori, sans prendre en compte le rayonnement, l'atténuation sur les deux éprouvettes précédentes devrait être identique.



### II.4.3.) Evaluation expérimentale du rayonnement.

#### II.4.3.1.) Mesure par la chambre anéchoïque.

La chambre anéchoïque blindée est le dispositif qui permettrait en théorie de mesurer le supplément de rayonnement introduit par les coudes. Si ce moyen n'a pas été introduit au niveau du problème lié aux cartes de circuit imprimé, il apparaît plus approprié sur ce type de structures, compte tenu de leurs dimensions longitudinales. Une modélisation y est aussi plus facilement envisageable. En effet, à l'intérieur d'une telle chambre, les conditions de propagation en espace libre y sont pratiquement reproduites. Cependant, pour évaluer toute la puissance rayonnée dans l'espace, il faudrait mesurer le flux du vecteur de Poynting, ce qui est matériellement impossible.

Le choix a donc porté sur une autre stratégie qui consiste à évaluer le rayonnement dans une seule direction. Compte tenu de la géométrie des deux éprouvettes, il apparaît que la disposition la plus appropriée consiste à placer le dispositif perpendiculairement au plan de référence de la chambre comme l'indique la Figure II.38.

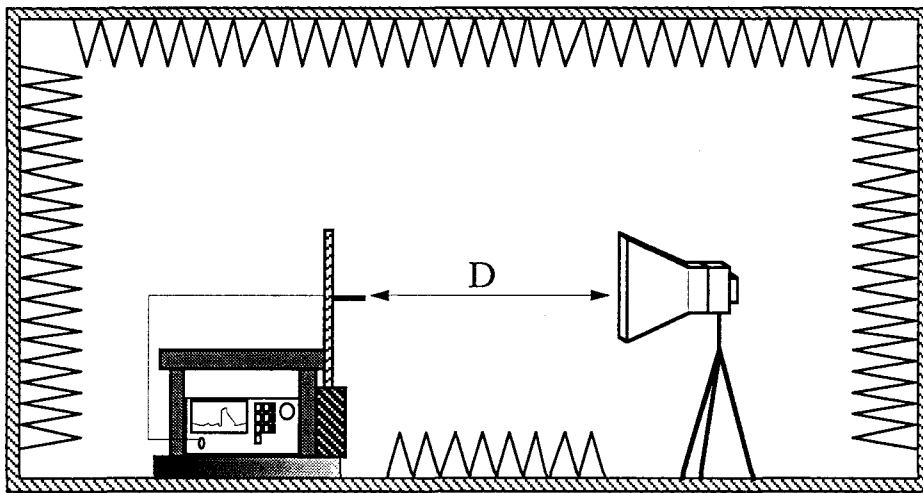


Figure II.38. Banc de mesure en chambre anéchoïque blindée.

Le dispositif d'émission connecté à la structure est adossé au plan de référence, constitué par la plaque d'aluminium. De par ses dimensions, on minimise ainsi l'influence des éléments de raccordement.

La mesure du champ se fait au moyen d'une antenne cornet double ridge dans la gamme 1 GHz - 8 GHz. L'antenne est installée à 3 mètres de la structure. Les conditions de rayonnement en champ lointain seront quasiment satisfaites, sur toute la bande compte tenu de la plus grande dimension  $D$  de l'antenne égale à 24,4 cm. En effet, pour vérifier l'inégalité  $R > \frac{2D^2}{\lambda}$ , une distance d'au moins 3,2 m devrait être respectée à la fréquence de 8 GHz.

Des absorbants électromagnétiques ont été interposés entre la structure et l'antenne, de façon à réduire le plus possible les réflexions produites par le plan du sol (chambre semi-anéchoïque). Durant les mesures, l'antenne réceptrice produira les deux polarisations qui permettent de mesurer la composante électrique verticale et la composante électrique horizontale.

Les deux structures sont successivement placées à l'intérieur de la chambre anéchoïque et sont terminées sur une impédance de  $50 \Omega$  comme pour le cas des mesures précédentes.

Le niveau du synthétiseur de fréquences est fixé à une valeur constante, égale à +13 dBm sur toute la bande de fréquence retenue. L'antenne de réception placée à 3 m de la structure est perpendiculaire à l'axe de cette dernière. Comme ce dernier est situé à 113.5 cm par rapport au sol, l'antenne de réception sera réglée à la même hauteur.

L'évaluation théorique du rayonnement de ces deux structures est réalisée par l'équipe "Electromagnétisme" de l'IRCOM, en utilisant la méthode intégrale en régime harmonique. Si cette méthode requiert un temps de calcul et une mise en oeuvre plus important, elle possède l'avantage d'être rigoureuse et d'être limitée à la structure. La surface du plan métallique sera aussi prise en compte ainsi que la surface de l'ouverture du cornet récepteur. Le calcul du champ sur tout l'espace ne sera pas de ce fait réalisé, comme l'auraient imposé les méthodes numériques telles les différences finies ou éléments finis.

Les caractéristiques électriques du cornet fournies par le constructeur vont permettre en dernier lieu, d'évaluer la puissance théorique rayonnée par chacune des structures et de la comparer aux valeurs expérimentales.

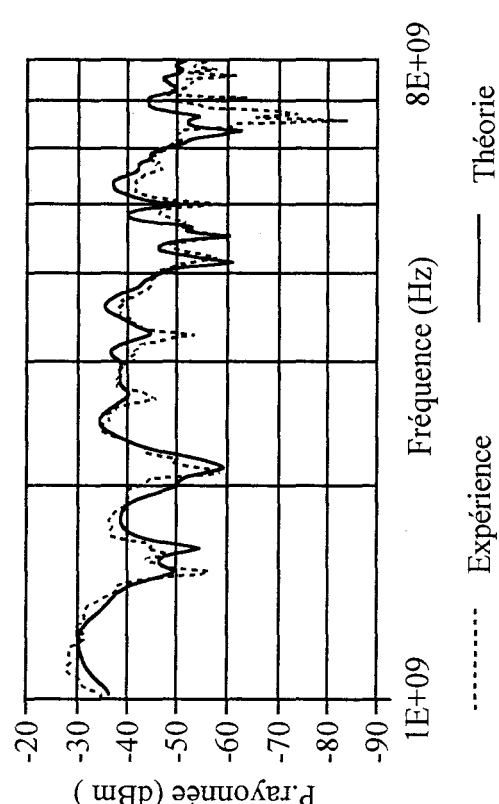
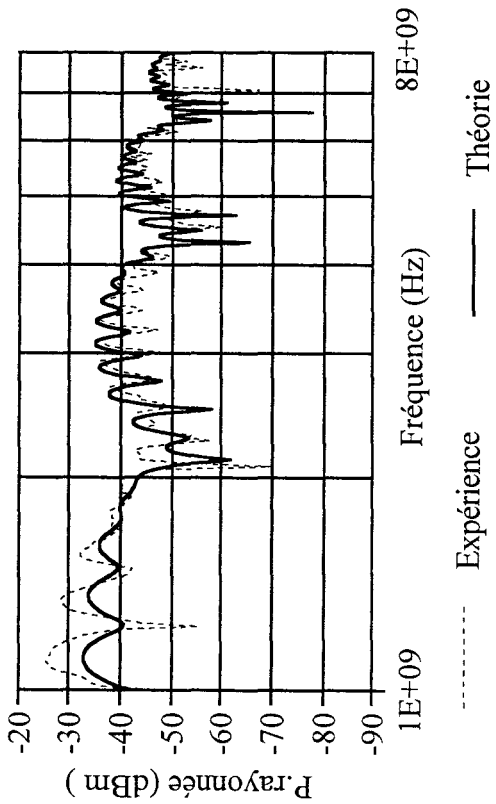
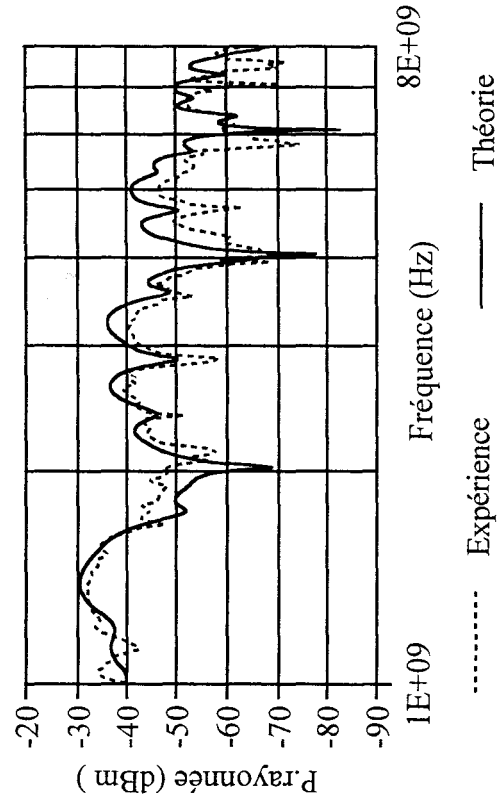
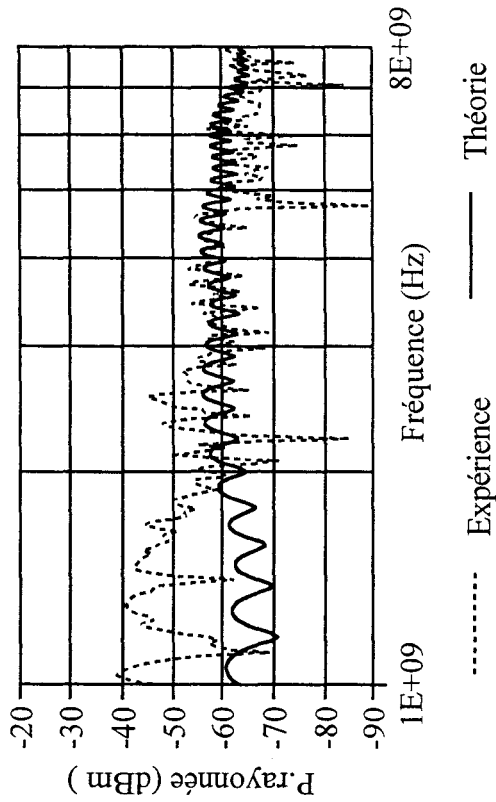


Planche II.1. Comparaison théorie/expérience de la puissance rayonnée par les structures droite et créneau en chambre anéchoïque.

Les courbes -a- et -b- de la Planche II.1 proposent cette comparaison quand le cornet double ridge est en polarisation horizontale. Les courbes -c- et -d- correspondent au cas où la polarisation verticale est adoptée.

Les résultats mesurés et calculés représentent en quelque sorte une pondération statistique moyenne sur N échantillons; ici 201 dans le cas des résultats expérimentaux, des différents phénomènes mis en jeu. Le fait d'explorer les deux polarisations de l'antenne cornet fait que l'on peut en première hypothèse, assimiler cette distribution statistique à une distribution spatiale qui serait réalisée si on explorait diverses positions angulaires du récepteur autour de la structure.

Bien évidemment, si on ne regarde que ces mesures en absolu, cette hypothèse est fautive, mais comme on recherche uniquement à matérialiser l'écart entre les deux structures (mesures relatives), on gardera cette hypothèse. On obtient donc statistiquement, comme le montrent les courbes précédentes, une suite de maximums et de minimums que l'on retrouve très bien dans le cas de la polarisation horizontale sur la structure droite et qui correspondent notamment aux oscillations provoquées par le phénomène de désadaptation vis à vis des impédance de charges  $50 \Omega$  présentes à chaque extrémité.

Concernant la structure créneau, les résultats théoriques restent proches de ceux mesurés, avec néanmoins des écarts en fin de bande dus certainement à un couplage plus faible avec le récepteur et à l'intervention d'autres phénomènes de couplage.

En polarisation verticale, compte tenu de la prise en compte de la surface de l'ouverture, le couplage n'est pas nul dans le cas de la structure droite. Interviennent alors toutes les parties verticales (les dimensions du plan étant loin d'être considérées comme infinies) présentes dans le champ de mesure et qui vont interagir fortement avec le récepteur. Par contre, sur la structure créneau, la comparaison reste très bonne.

Pour apprécier correctement l'écart existant entre les deux structures, on va évaluer la puissance moyenne pour chaque polarisation. Les valeurs expérimentales qui correspondent au module de la puissance seront avant calcul converties en linéaire. Les résultats sont rassemblés sur le tableau de la Figure II.39.

Structure droite	Puissance moyenne en $\mu\text{W}$
Droite - Pol. horizontale	0,2414
Créneau - Pol. horizontale	0,011
Droite - Pol. verticale	0,2023
Créneau - Pol. verticale	0,1025

Figure II.39. Evaluation de l'aire sous la courbe de chaque éprouvette selon les polarisations horizontal et vertical.

Reste à sommer les valeurs obtenues dans le cas de la structure droite pour obtenir en définitif une puissance totale moyenne rayonnée sur les deux polarisations.

On obtient ainsi une valeur égale à  $0,126 \mu\text{W}$ . La même opération sur la structure créneau conduit à la valeur de  $0,152 \mu\text{W}$ ; ce qui représente un écart relatif de 17,2%, d'après cette estimation établie sur des valeurs absolues de puissance.

La structure coudée rayonne donc globalement plus d'énergie.

#### II.4.3.2.) Méthode de la chambre réverbérante à brassage de modes.

Pour apprécier la quantité d'énergie rattachée au rayonnement de l'éprouvette, le rapport  $P_{\text{dissipée dans la charge}}/P_{\text{injectée}}$  de la structure droite est mesuré quand cette dernière est dans un premier temps plongée en espace libre puis, dans un deuxième temps, à l'intérieur de la chambre. Cette comparaison est présentée Figure II.40.

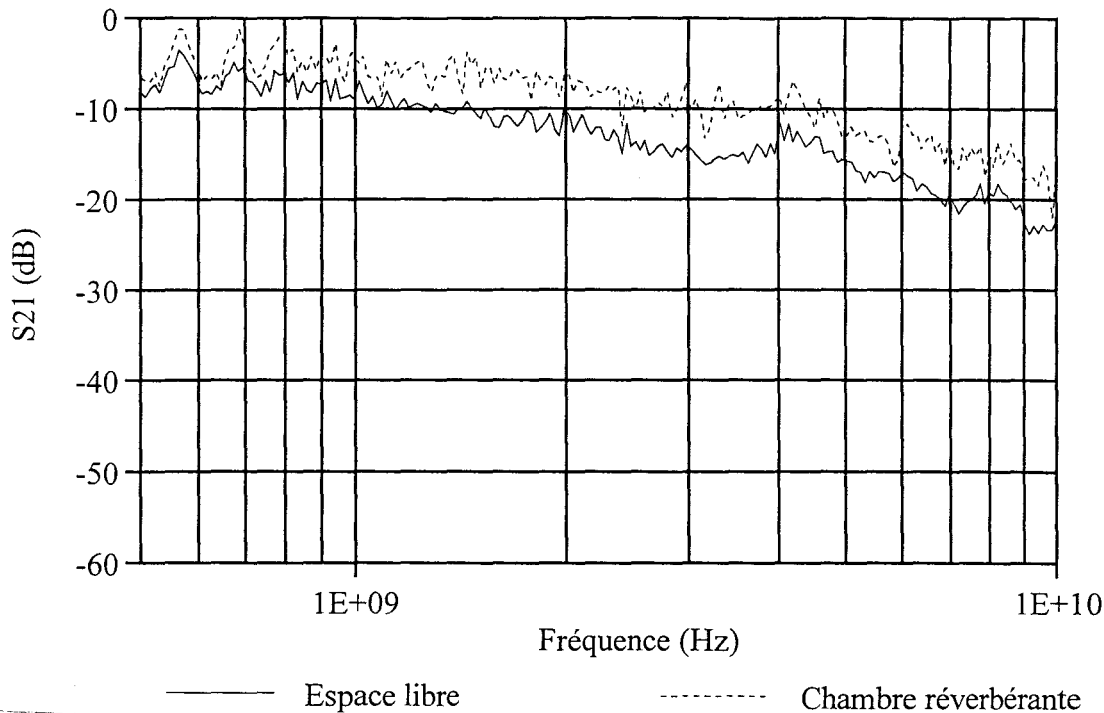


Figure II.40. Evolution du coefficient  $S_{21}$  de l'éprouvette droite en espace libre et à l'intérieur de la chambre réverbérante.

Le résultat montre très clairement que l'atténuation est plus faible quand l'éprouvette est placée en chambre réverbérante, ceci sur toute la bande explorée soit entre 500 MHz et 10 GHz.

En conséquence, la même expérience reproduite sur l'éprouvette créneau devrait montrer un écart d'atténuation plus important si on suit les conclusions des paragraphes précédents.

C'est précisément l'effet que montre les courbes de la Figure II.41, où l'écart peut atteindre à certaines fréquences 10 à 15 dB en faveur de la mesure effectuée en chambre réverbérante.

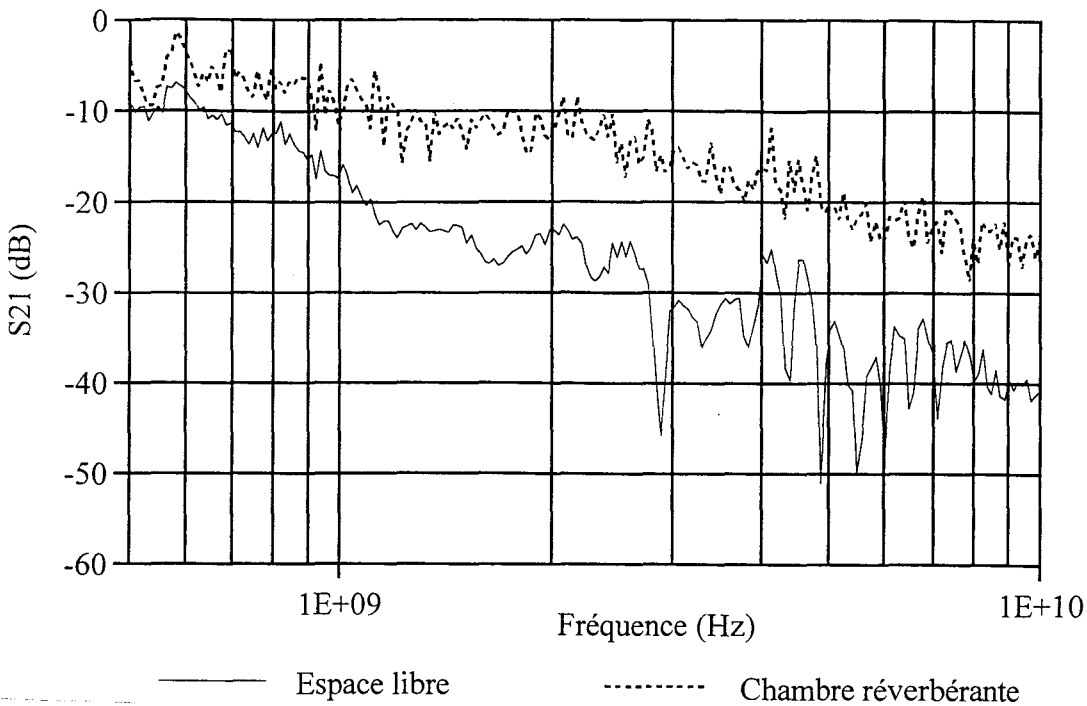


Figure II.41. Evolution du coefficient  $S_{21}$  de l'éprouvette créneau en espace libre et à l'intérieur de la chambre réverbérante.

Si on regarde précisément à une fréquence particulière où il est facile de mesurer les écarts d'atténuation, prenons 5 GHz par exemple, on relève que, concernant l'éprouvette droite, l'atténuation vaut 17 dB en espace libre et 12 dB en chambre réverbérante. A cette même fréquence, l'éprouvette créneau présente respectivement une valeur de 35 dB en espace libre et 20 dB à l'intérieur de l'enceinte. L'écart d'atténuation passe donc de 5 à 15 dB, qui peut se justifier par le supplément de rayonnement introduit par les coudes.

Pour confirmer ces observations, il conviendrait en dernier lieu, d'apprécier ce supplément d'énergie par une mesure du champ électrique stationnaire établi dans l'enceinte. Un raisonnement sur le bilan de puissance va nous indiquer quelle précision au niveau de la mesure il faut atteindre pour chiffrer ce supplément.

A 5 GHz, si  $P_0$  est la puissance injectée à l'entrée de l'éprouvette droite, la puissance rayonnée va être équivalente à  $P_d$  égale à  $0,93P_0$ . Pour l'éprouvette coudée, cette puissance notée  $P_c$  sera égale à  $0,99P_0$ . Le rapport des champs rayonnés, obtenus selon l'équation (II.15), nous donne une valeur de  $\rho$  égale à 1,03.

Cette valeur démontre un écart relatif de 3%, ce qui reviendrait à être capable de mesurer le champ avec une telle précision. C'est une chose impossible, mais une estimation à une fréquence plus basse peut être meilleure[31].

En effet, en prenant une fréquence de 1 GHz, le rapport précédent est voisin de 1,16. L'estimation va donc demander des mesures relatives à 16% de précision, ce qui paraît possible.

Néanmoins, il faut toutefois faire intervenir l'incertitude sur l'appréciation de l'atténuation. Les fluctuations enregistrées sur les courbes des Figures II.40 et II.41 montrent qu'elle se fait avec une incertitude absolue voisine de 2 dB. A la fréquence précédente et compte tenu de ce paramètre, le rapport des champs ne peut être déterminé qu'avec une marge d'imprécision que l'on peut situer suivant l'inégalité  $1,09 \leq \rho \leq 1,33$ .

L'inconvénient majeur qui consiste à explorer une gamme de fréquences plus basse réside néanmoins dans l'efficacité du brasseur qui est à priori moins optimale.

Nous nous sommes donc orientés vers une solution à double brasseur de modes; ce deuxième brasseur étant matérialisé par une antenne biconique qui de par sa forme relativement complexe, devrait apporter une amélioration efficace sur la précision de mesure recherchée.

L'expérience consiste alors pour quatre positions différentes et arbitraires de cette antenne, à mesurer la puissance maximale rayonnée par chaque structure au cours d'une révolution du brasseur grâce à une antenne de réception placée à une position fixe dans la chambre.

Si les conditions de mesure sont strictement respectées d'une éprouvette à l'autre, on peut alors comparer les résultats obtenus en moyennant les quatre expériences relatives à chacune des éprouvettes.

La Figure II.42 représente les positions choisies de l'antenne biconique à l'intérieur de la chambre.



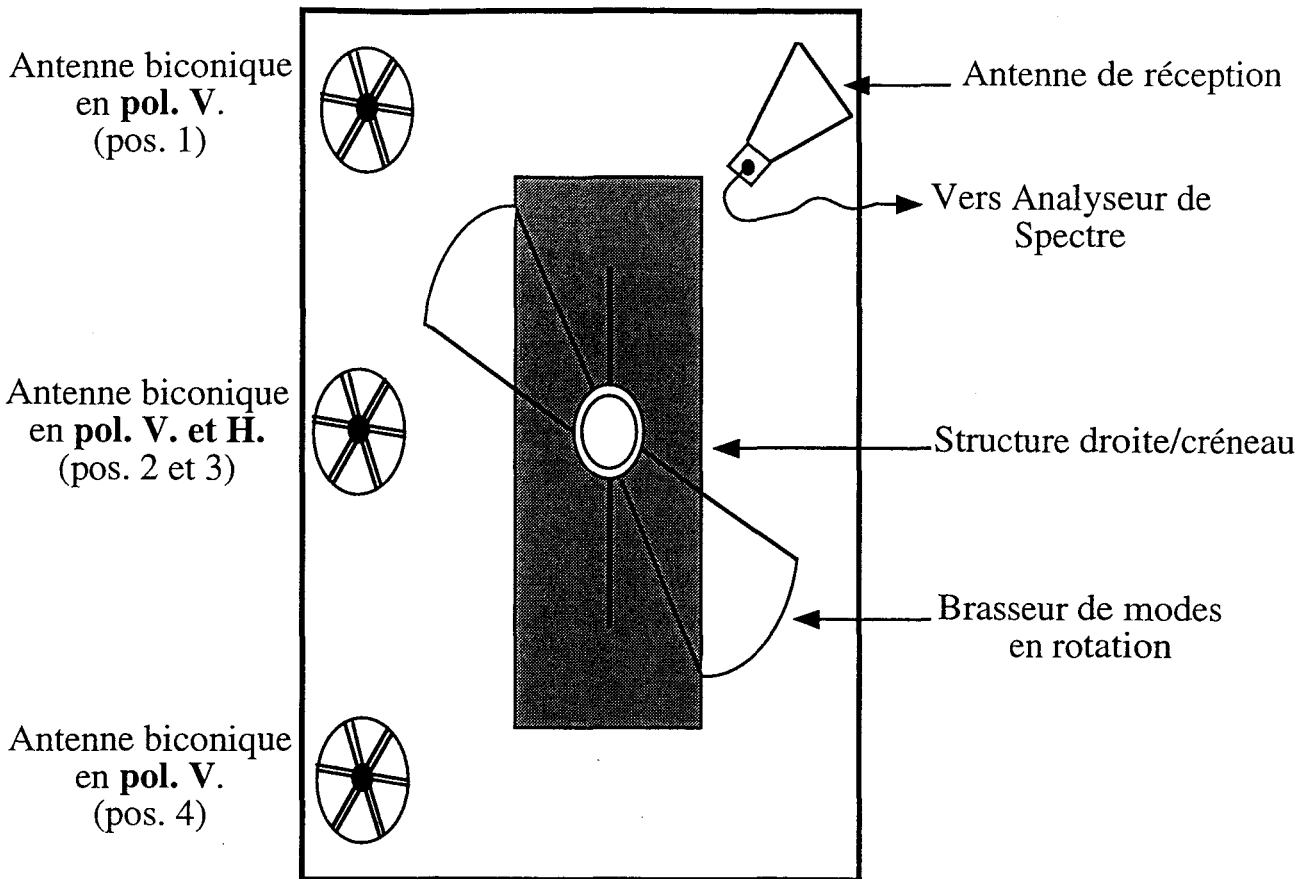


Figure II.42. Configuration géométrique retenues pour le placement de l'antenne biconique en chambre réverbérante (en vue de dessus).

Dans chaque cas, la puissance injectée sur chacune des deux structures sera identique et égale à +10 dBm.

Les mesures seront effectués sur 201 points. La bande de fréquences retenue ira de 1 GHz à 1,2 GHz; bande dans laquelle la précision de mesure à atteindre est comprise entre 16 et 12 %; l'incertitude sur l'appréciation de l'atténuation n'étant pas prise en compte mais restant constante à la valeur précédente.

Les résultats obtenus sont présentés Figure II.43 où un lissage sur une moyenne glissante de 9 points est effectué, permettant finalement de faire de nouveau la moyenne des résultats.

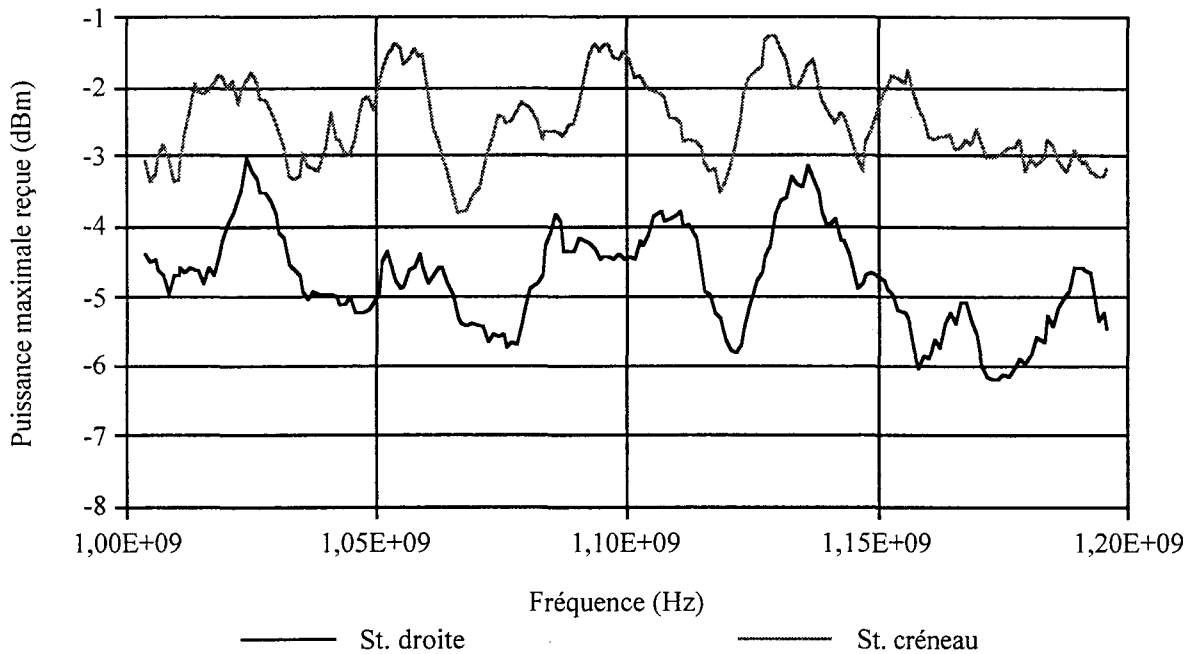


Figure II.43. Comparaison de la puissance reçue par la méthode du double brasseur de modes. (Lissage sur une moyenne glissante de 9 points)

Maintenant, reste à évaluer comme précédemment, l'écart relatif des champs rayonnés par les deux structures. Les écarts entre les courbes n'étant pas constant selon la fréquence, on va procéder au calcul de l'écart moyen. En relevant l'écart à chaque fréquence, on obtient une valeur moyenne égale à 1,30; encadrée entre 1,134 au minimum et 1,537 dans le cas le plus important. Il faut néanmoins comparer cette valeur moyenne avec celle déduite des mesures de  $S_{21}$  réalisées à l'intérieur de la chambre et présentées Figures II.40 et II.41. Dans la même bande de fréquences, on obtient après traitement un écart moyen de 1,122, encadré entre une valeur minimale de 1,01 et une valeur maximale de 1,32. L'écart mesuré sur les mesures directes du champ rayonné reste donc cohérent.

Cet essai mené en chambre réverbérante permet donc de confirmer que la structure présentant plusieurs discontinuités angulaires rayonne un supplément d'énergie dans l'espace par rapport à celle rectiligne.

## *Conclusions.*

Les résultats commentés dans ce chapitre concernent des mesures de rayonnement provoqué par la présence de discontinuités angulaires sur des lignes de transmission.

Dans la première partie, l'interprétation des mesures d'atténuation menées à l'aide du formalisme des paramètres  $[S]$  sur deux circuits imprimés différents, a permis de présenter la chambre réverbérante à brassage de modes comme étant une technique de mesure attrayante pour mener ce genre d'expérience.

Concernant la deuxième partie, si on s'en tient à l'atténuation en ligne que provoque les coudes, les mesures pratiquées sur deux éprouvettes semblent bien établir la corrélation entre ces irrégularités géométriques et l'accroissement de l'atténuation.

Des mesures en champ lointain mises en oeuvre en chambre anéchoïque ont démontré les difficultés d'interprétation d'essais réalisés avec seulement une ou deux polarisations des antennes réceptrices. L'utilisation de la chambre réverbérante a par contre apporté les preuves expérimentales du rayonnement électromagnétique de ces discontinuités. En comparaison du rayonnement propre de la ligne, la contribution de ces dernières reste néanmoins faible. L'hypothèse du rayonnement établi depuis l'atténuation en ligne suppose bien entendu que seul le mode différentiel contribue à ce phénomène. Un complément intéressant à cette étude consisterait à analyser qu'elle pourrait être l'influence du rayonnement de mode commun.

Ces résultats montrent que la chambre réverbérante à brasseur de modes est une méthode de mesure qui peut également convenir à l'évaluation du rayonnement produit par des sources. Le prochain chapitre sera consacré à cette application et plus spécialement, une comparaison sera entreprise avec des mesures pratiquées en chambre anéchoïque blindée.

---

## CHAPITRE III

PROTOCOLE DE MESURE APPLIQUE A LA  
CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE  
DE MODES EN VUE D'UNE COMPARAISON  
AVEC DES MESURES D'EMISSION  
RAYONNEE EFFECTUEES EN CHAMBRE  
ANECHOIQUE BLINDEE.

---

## SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	136
III.1.) POSITION DU PROBLEME.....	138
III.1.1.) Introduction aux mesures d'émission.....	138
III.1.2.) Méthodes envisageables pour la comparaison des deux techniques de mesure précédentes. ....	139
III.2.) DETERMINATION DU RAPPORT ENTRE LA DISTANCE R ET LE COEFFICIENT DE QUALITE Q. ....	142
III.2.1.) Rappels sur les principes physiques de la mesure de la puissance en reçue en chambres anéchoïque et réverbérante. ....	142
III.2.2.) Validation expérimentale de la méthode retenue.....	144
III.3.) METHODOLOGIE UTILISEE POUR REALISER L'ETALONNAGE DE LA CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE DE MODES. ....	146
III.3.1.) Description de la procédure de test. ....	146
III.3.2.) Choix des différentes des éprouvettes de test.....	149
III.3.3.) Confrontation des résultats obtenus et déduction du facteur d'étalonnage pour la distance de 3 mètres. ....	155
III.3.4.) Validation de la méthode pour une distance de 1 mètre.....	161
III.3.5.) Application de la méthode d'étalonnage à la caractérisation d'éprouvettes complexes.....	164
CONCLUSIONS.....	170

## *Introduction.*

La libre circulation de tout appareil électrique et / ou électronique sur le marché européen est régie depuis Janvier 1996 par un ensemble de directives européennes, dont certaines sont exclusives aux essais de compatibilité électromagnétique comme la directive 89/336/CEE. L'application de cette dernière va concerner à la fois les appareils susceptibles de créer une perturbation électromagnétique ainsi que ceux dont le fonctionnement risque d'être affecté par ces perturbations.

C'est aux mesures de l'intensité du champ électromagnétique rayonné ou mesure de rayonnement que l'on va particulièrement s'intéresser dans ce troisième chapitre. A l'origine, ces essais peuvent être menés sur un site de mesure en espace libre à l'intérieur duquel il n'existera pas à priori d'ondes réfléchies, inévitablement présentes à l'intérieur d'un local.

L'inconvénient principal; outre la prise en compte de l'effet des réflexions provenant du sol, va venir notamment des sources de perturbations environnantes qui vont influencer fortement la mesure. L'usage de chambres semi anéchoïques s'est donc vite imposé; rassemblant à la fois l'avantage de reproduire les conditions de propagation en espace libre et de protéger l'environnement extérieur des nuisances qui pourraient résulter d'essais à fort niveau.

Les normes fixent théoriquement les essais d'émission rayonnée de 30 MHz à 1 GHz. Aux fréquences basses; de l'ordre de quelques dizaines de MHz, l'inconvénient principal réside dans la taille à donner aux absorbants, qui sera couramment de l'ordre de 1 à 2 mètres, pour obtenir des performances acceptables. Le volume intérieur de la chambre s'en trouvera fortement réduit. Par contre, au plus la fréquence augmentera, au plus ces derniers seront efficaces et rien ne s'oppose donc à effectuer des tests aux fréquences supérieures au GHz.

Après avoir décrit précisément le protocole de mesure basé sur la recherche de l'amplitude maximale rayonnée, qui nous permettra d'effectuer des mesures comparatives avec des essais menés en chambre anéchoïque blindée, nous décrirons les premières éprouvettes de test qui seront utilisées; éprouvettes relativement simplistes dans un premier temps et qui mettront en évidence l'intérêt de la recherche du maximum rayonné. Nous établirons pour plusieurs distances, l'existence d'un facteur de correspondance "K" qui nous permettra de convertir les données

obtenues en chambre réverbérante en puissance équivalente rayonnée en chambre anéchoïque. Ce choix sera justifié par une approche théorique.

Dans une deuxième partie, seront expérimentées des éprouvettes de conception plus complexes afin de valider au sens plus général la méthode de calibrage des mesures proposée dans ce chapitre.

### *III.1.) Position du problème.*

#### *III.1.1.) Introduction aux mesures d'émission.*

L'évaluation de la pollution électromagnétique produite par un équipement électronique passe par une mesure du champ rayonné à distance donnée par l'application de normes internationales qui prévoient des protocoles de mesure spécifiques. Par exemple, on peut réaliser des mesures en site ouvert à une distance de 10 mètres. Cette méthode a l'inconvénient de superposer aux signaux émis par l'objet, la pollution environnante. L'autre proposition normative prévoit de faire la mesure à l'intérieur d'une chambre anéchoïque blindée à une distance de 3 mètres de l'objet. Cette restriction de la distance est imposée par le volume limité des chambres. Cette méthode a l'avantage de protéger les mesures des agressions extérieures. Toutefois, la réduction de la distance source - antenne récepteur peut engendrer par rapport à une mesure sur site ouvert, des défauts de reproductibilité.

En effet, les mesures réalisées à une distance  $R$  entre l'objet sous test et l'antenne de réception, supposent que la condition de champ lointain soit satisfaite; soit  $R > \frac{2D^2}{\lambda}$  où  $D$  correspond à la plus grande dimension de l'antenne. Cette région aussi appelée région de "Fraunhofer"[27] peut être obtenue à des distances plus proches vérifiant alors l'inégalité  $R > \frac{\lambda}{2\pi}$ , dans le cas où les dimensions de l'antenne deviennent très inférieures à la longueur d'onde des champs générés (cas du dipôle infinitésimal). Le respect de cette inégalité permet d'avoir une configuration du champ électromagnétique telle que le rapport du module du champ électrique  $|E|$  par celui du champ magnétique  $|H|$  soit égal à  $377 \Omega$ . Le champ électromagnétique est alors assimilable à une onde plane.

Concernant la mesure de l'intensité du champ électromagnétique rayonné, cette dernière est usuellement effectuée dans le contexte normatif, dans la bande de fréquences situées entre 30 MHz et 1 GHz.

Des mesures de rayonnement semblent aussi envisageables avec une chambre réverbérante. En effet, de telles mesures ont déjà été entreprises par P. Corona[10]. La difficulté est de les comparer aux mesures pratiquées en chambre anéchoïque. En effet, la chambre réverbérante étant de par sa définition, plutôt destinée au domaine micro-onde; celui des ondes décimétrique et centimétriques. Il faut donc



établir un protocole qui permette le raccordement du spectre mesuré par l'une ou l'autre de ces méthodes.

Une première difficulté va surgir. La source rayonnante, installée à l'intérieur de la chambre réverbérante, va provoquer une modification de son coefficient de qualité  $Q$  et du volume. Si l'objet est de taille suffisamment petite, on peut négliger ces phénomènes.

Dans le cas contraire, il en va tout autrement et la mesure en chambre réverbérante ne possède qu'un caractère indicatif, sans pouvoir pour l'instant offrir des critères solides de comparaison avec l'autre méthode. C'est donc à des objets de petite taille que vont correspondre les protocoles qui suivent.

### **III.1.2.) Méthodes envisageables pour la comparaison des deux techniques de mesure précédentes.**

Il est ici intéressant de rappeler le protocole utilisé pour des mesures pratiquées en chambre anéchoïque. La mesure de l'intensité du champ électromagnétique rayonné consiste dans un premier temps, à placer l'équipement sous test à la distance  $R$  (Champ lointain) comme l'indique la Figure III.1.

Dans un deuxième temps, on mesure cette intensité quand des faces différentes de cet équipement sont présentées à l'antenne de réception, de manière à obtenir l'orientation qui offre le maximum de sensibilité .

C'est ce niveau qui est ensuite comparé à un gabarit, certifiant ainsi la bonne concordance du produit à sa norme générique.

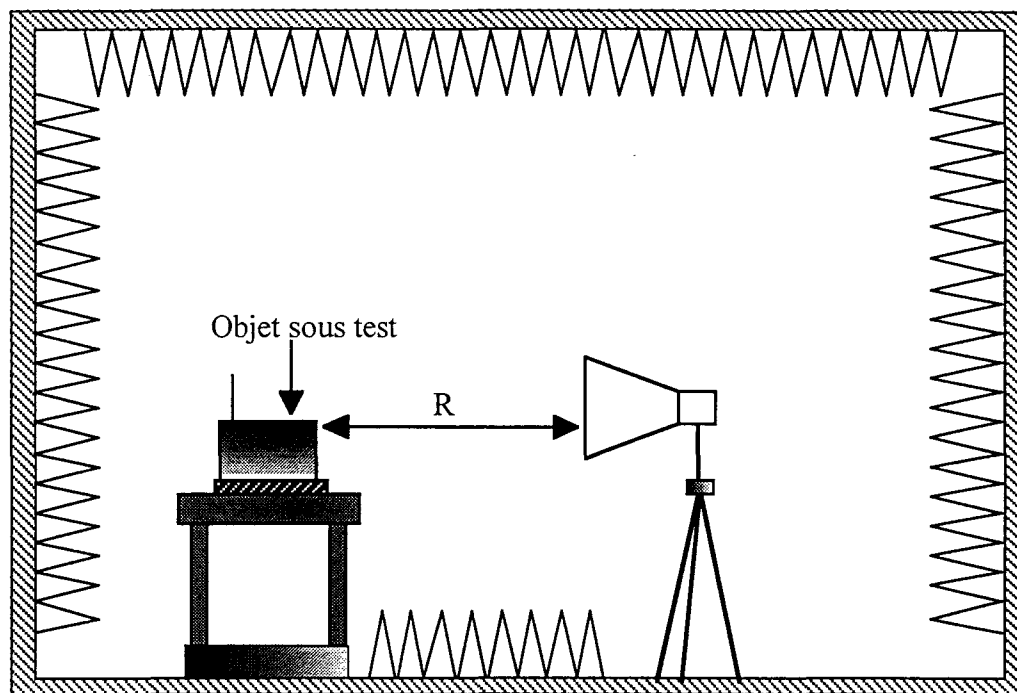


Figure III.1. Définition géométrique de la distance  $R$  en chambre anéchoïque blindée (Hypothèse de champ lointain).

Pour passer de cette mesure à celle effectuée en chambre réverbérante, deux protocoles sont applicables. Le premier consiste à établir un lien entre des paramètres géométriques et physiques, en particulier, s'il s'agit de la chambre anéchoïque, ce paramètre peut être la distance  $R$ , entre l'objet et l'antenne réceptrice. Pour la chambre réverbérante, ce dernier va être le coefficient de qualité  $Q$  intrinsèque à la chambre réverbérante puisqu'il est surtout fonction de la puissance dissipée dans les parois et antennes.

Le protocole va consister à rechercher une relation entre  $R$  et  $Q$ , de façon à définir une distance équivalente  $R_p$  (distance particulière) qui serait essentiellement fictive.  $R_p$  va correspondre à la distance rapportée au centre de phase de l'objet pour laquelle le champ produit par cette source, serait équivalent au champ mesuré en chambre réverbérante. Cette distance généralement petite va violer les conditions sur le rayonnement lointain évoqué précédemment. Elle sera surtout utilisée comme critère comparatif et non comme critère physique absolu.

Le second protocole s'appuie sur la théorie des antennes[27]. En effet, une antenne peut être utilisée pour mesurer l'intensité d'un champ rayonné, en la connectant à une charge par l'intermédiaire d'une ligne de transmission.

Le principe consiste alors à mesurer la tension qui prend naissance aux bornes de la résistance équivalente du récepteur, comme l'indique le schéma de la Figure III.2.

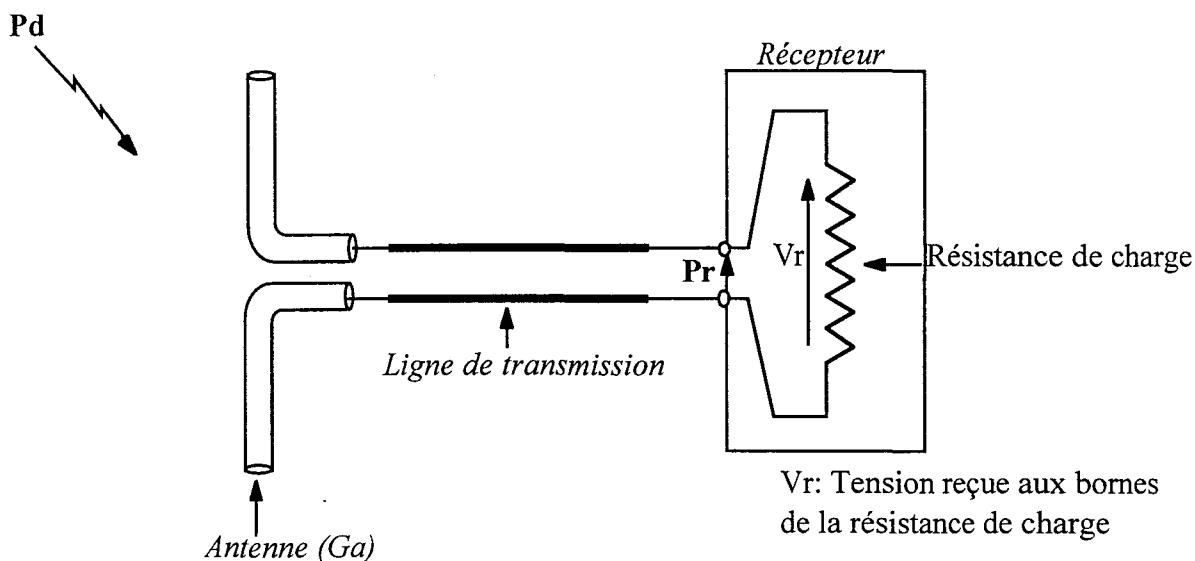


Figure III.2. Diagramme schématisant la connexion d'un récepteur à une antenne.

Le protocole va consister à calibrer dans un premier temps, une antenne réceptrice en chambre anéchoïque vis à vis d'objets rayonnants différents. Puis, dans un deuxième temps, cette calibration sera menée en chambre réverbérante. Le lien recherché sera alors le rapport entre les deux mesures.

On se propose initialement d'appliquer ce principe pour une distance de mesure fixée à 3 mètres.

Dans un deuxième temps, la méthode sera validée pour une autre distance. Nous choisissons une distance de 1m; ce qui compte tenu du rapport des distances et de la loi de variation du champ électromagnétique, devrait nous réduire le rapport des mesures d'un facteur voisin de 10 dB.

Ces distances valideront compte tenu des dispositifs testés, les hypothèses d'obtention du champ lointain.

### III.2.) Détermination du rapport entre la distance $R$ et le coefficient de qualité $Q$ .

#### III.2.1.) Rappels sur les principes physiques de la mesure de la puissance en reçue en chambres anéchoïque et réverbérante.

- Cas de la chambre réverbérante à brassage de modes:

Nous avons vu au chapitre II, que la densité de puissance à l'intérieur de la chambre réverbérante pouvait s'écrire en fonction de la puissance rayonnée par une antenne selon la relation (II.47) que nous rappelons ci-dessous:

$$D_p = \frac{\lambda Q}{2\pi V} P_{\text{ray}} \quad (\text{III.1})$$

avec:  $V$ , volume de la cavité, égal à  $13,8 \text{ m}^3$  pour la chambre du LRPE.

$P_{\text{ray}}$ , puissance totale rayonnée par l'antenne.

$Q$ , coefficient de qualité de l'enceinte.

$\lambda$ , longueur d'onde de la fréquence de travail.

Dans cette relation, le coefficient de qualité de la cavité intervient; coefficient qui est évalué uniquement expérimentalement.

La puissance  $P_{\text{RM}}$  reçue par un antenne de surface équivalente  $A_{\text{eff}}$  est:

$$P_{\text{RM}} = A_{\text{eff}} D_p \quad (\text{III.2})$$

où  $A_{\text{eff}} = \frac{\lambda^2}{8\pi}$  pour une antenne adaptée

De par ses propriétés électromagnétiques, la directivité et donc le gain perdent ici tout leur sens et deviennent égaux à l'unité à l'intérieur de l'enceinte.

Par le principe de conservation, la puissance transmise par l'antenne  $P_{\text{injectée}}$  équivaut à la puissance totale dissipée dans la chambre (antenne sans pertes et supposée adaptée),  $Q$  devient égal à:

$$Q = \frac{16\pi^2 V}{\lambda^3} \cdot \frac{P_{\text{RM}}}{P_{\text{inj}}} \quad (\text{III.3})$$

- Cas de la chambre anéchoïque blindée:

Puisque la chambre anéchoïque reproduit quasiment les conditions de propagation en espace libre, on va utiliser l'équation de transmission de Friis[27] qui permet de relier la puissance reçue à la puissance transmise entre deux antennes séparées d'une distance  $R$  vérifiant les conditions de champ lointain.

Si on représente les deux antennes précédentes dans une configuration géométrique quelconque comme l'indique la Figure III.3, plusieurs paramètres vont intervenir dans ce bilan de transmission:

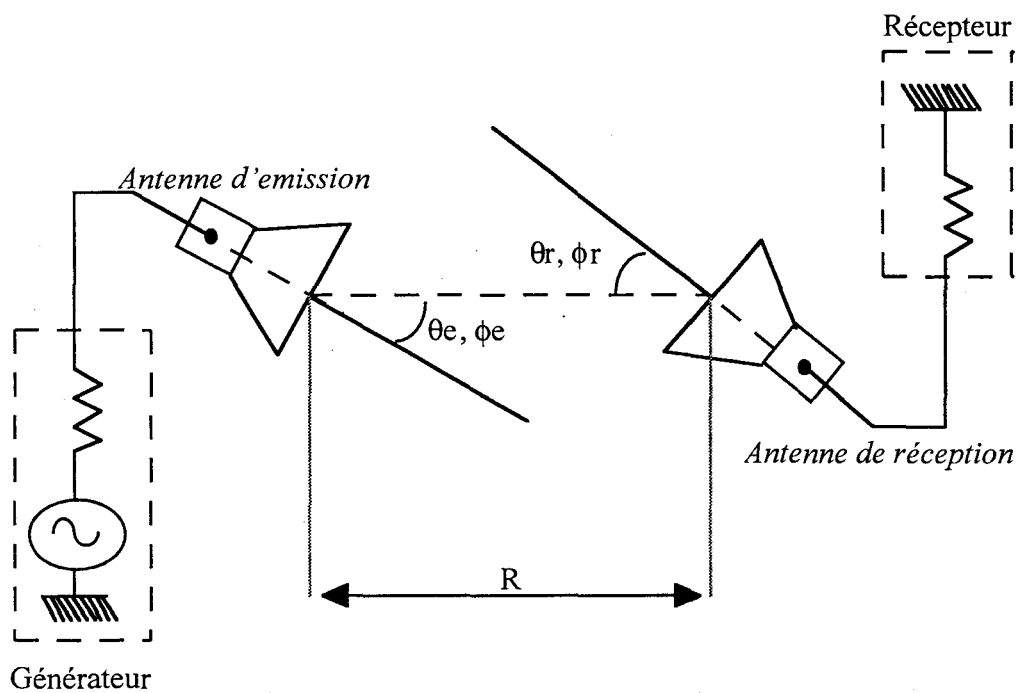


Figure III.3. Définition des paramètres géométriques intervenant dans le bilan de puissance de deux antennes.

- les angles  $\theta$  et  $\phi$  représentant la déviation de l'antenne par rapport à l'axe horizontal et son inclinaison par rapport au plan contenant cet axe.
- les puissances  $P_{inj}$  et  $P_{RA}$ ; respectivement la puissance injectée sur l'antenne d'émission et la puissance recueillie sur le récepteur.
- la directivité  $D$ , le gain  $G$  et le coefficient de réflexion  $\Gamma$  de chacune d'elle.
- l'efficacité de l'antenne, notée  $e_{CD}$  qui prend en compte les pertes dans les conducteurs et dans le diélectrique à l'intérieur de cette dernière.

Le rapport des puissances reçue et injectée s'écrit alors:

$$\frac{P_{RA}}{P_{inj}} = e_{CD_e} e_{CD_r} \left(1 - |\Gamma_e|^2\right) \left(1 - |\Gamma_r|^2\right) \left(\frac{\lambda}{4\pi R}\right)^2 D_e D_r \quad (III.4)$$

où les indices  $e$  et  $r$  sont relatifs respectivement aux antennes d'émission et de réception.

Nous nous limiterons dans cette comparaison au cas d'objets rayonnants placés dans l'axe de l'antenne et situés à la même hauteur. Pour des antennes adaptées et sans pertes, l'équation (III.4) peut se simplifier pour aboutir à la forme suivante, où n'interviennent plus que les gains des deux antennes.

$$\frac{P_{RA}}{P_{inj}} = \left(\frac{\lambda}{4\pi R}\right)^2 G_e G_r \quad (III.5)$$

En regroupant les équations (III.3) et (III.5) et en supposant que la puissance injectée  $P_{inj}$  est identique dans les deux cas, on peut obtenir aisément une relation liant la grandeur  $R$  au coefficient de qualité  $Q$  de la chambre réverbérante comme le montre la relation (III.6).

$$R = \sqrt{\frac{VG_e G_r}{Q\lambda}} \quad (III.6)$$

### III.2.2.) Validation expérimentale de la méthode retenue

Le problème essentiel posé par cette méthode réside entre autre dans l'obtention de valeurs de  $R$  qui peuvent violer les conditions de champ lointain. La directivité des objets testés va donc fortement intervenir. Supposons en effet, deux antennes en chambre anéchoïque, notées A et B, placées à une distance  $r_0$  d'un capteur de champ. Si on suppose en plus que ces deux antennes émettent dans l'espace exactement la même densité de puissance (hypothèse qu'il conviendrait déjà de vérifier), le champ reçu en un point  $P$  de A, noté  $E_A$  sera plus important que  $E_B$  rayonné par B, si l'antenne A est plus directive comme le résume la Figure III.4.

Ces deux antennes placées en chambre réverbérante, où toute notion de directivité n'intervient plus, vont donner pour une même puissance rayonnée dans l'espace, la même valeur de champ mesuré, si on suppose que le coefficient de qualité  $Q$  reste lui aussi inchangé. Maintenant, quelles doivent être les distances  $r_A$  et  $r_B$  à respecter

en chambre anéchoïque pour obtenir la même valeur de champ qu'en chambre réverbérante?

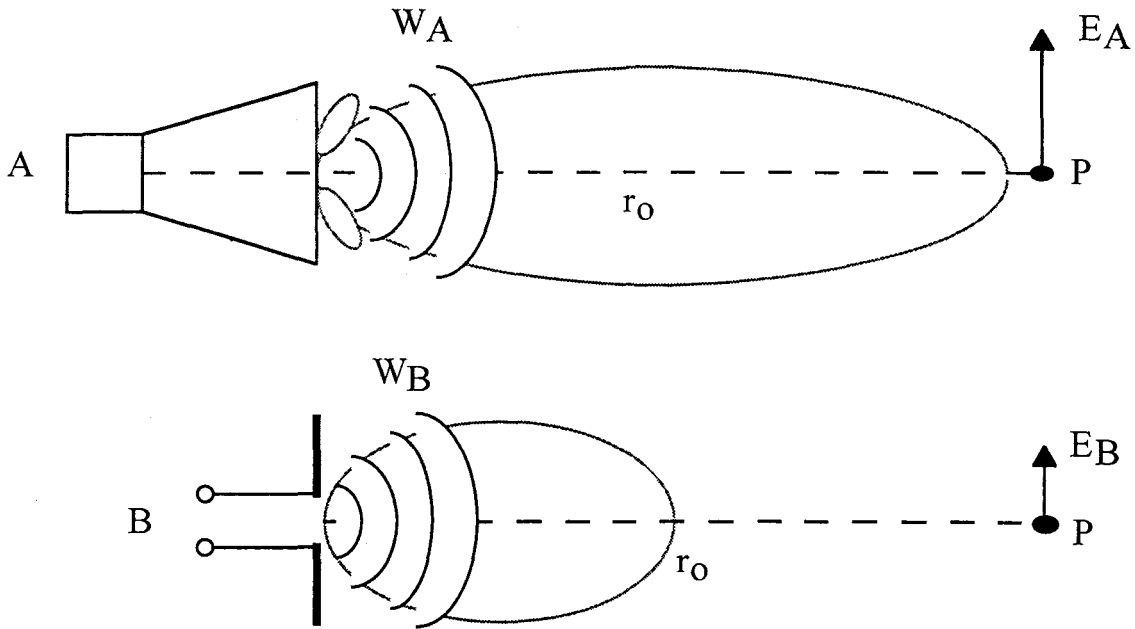


Figure III.4. Représentation du champ mesuré par les deux antennes A et B à une distance  $r_0$ .

Comme A est plus directive, si  $r_A$  ne vérifie pas la condition de champ lointain,  $r_B$  la vérifiera encore moins. A titre de validation, prenons le cas d'une antenne très directive (antenne cornet double ridge) dont la bande d'utilisation concerne le domaine supérieur au GHz et regardons plus particulièrement autour d'une fréquence arbitraire de 3 GHz. Les données constructeurs dont nous disposons pour cette antenne indiquent une valeur de gain égale à 8,4 dB; soit 6,91 en valeur linéaire.

A cette fréquence, une mesure par ces antennes du coefficient de qualité  $Q$  renvoie une valeur expérimentale d'environ 100400. L'application de la formule (III.6), si l'antenne de réception est identique à l'antenne cornet d'émission, nous indique alors une distance  $r_C$  proche de 26 cm!

La plus grande dimension de ces antennes étant égale à 24,4 cm, l'inégalité  $R > \frac{2D^2}{\lambda}$  n'est dès lors plus vérifiée, puisqu'il faudrait que  $r_C$  soit au moins supérieure à 1,20 m. Il apparaît donc clairement, compte tenu de l'ensemble des hypothèses qu'il conviendrait dans un premier temps de valider, que dans le cas de l'antenne B, cette distance sera encore plus faible; ce qui nous a amené à nous orienter directement sur la deuxième méthode proposée.

### *III.3.) Méthodologie utilisée pour réaliser l'étalonnage de la chambre réverbérante à brassage de modes.*

#### *III.3.1.) Description de la procédure de test.*

Pour réaliser cet étalonnage, la méthodologie va consister en chambre anéchoïque à positionner l'antenne de réception à une distance de 3 mètres. Dans le but de comparer les résultats avec ceux obtenus en chambre réverbérante; basés sur la recherche du maximum relevé sur un tour de brasseur de modes, on va, pour plusieurs éprouvettes de test décrites par la suite, rechercher la puissance maximale rayonnée sur une révolution de 180 ° du plateau tournant.

L'antenne de réception sera placée dans une polarisation donnée. Durant la rotation du plateau tournant, N échantillons de puissance seront prélevés et le calculateur, qui pilotera l'ensemble de la mesure, retiendra uniquement l'échantillon d'amplitude maximale à la fréquence de travail.

L'éprouvette de test sera directement alimentée par la source synthétisée placée en dessous d'elle et dont le niveau sera, sur l'ensemble des expériences, fixé à +10 dBm soit 10 mW.

La représentation du banc d'essai en chambre anéchoïque, Figure III.5, montre l'utilisation d'absorbants entre les antennes d'émission et de réception, de manière à réduire les réflexions venant du sol.

Compte tenu de la géométrie des éprouvettes que nous utiliserons et de leur orientation en chambre anéchoïque; la polarisation explorée par l'antenne de réception sera la polarisation horizontale; cette antenne étant constituée au travers des deux moyens d'essai par une antenne cornet double ridge.

Les câbles d'interconnexion, côté émission (câble coaxial notés 'in') et côté réception (câble RG214 noté 'out'), seront eux aussi conservés durant l'ensemble des expériences, de manière à garder la même configuration d'essai.



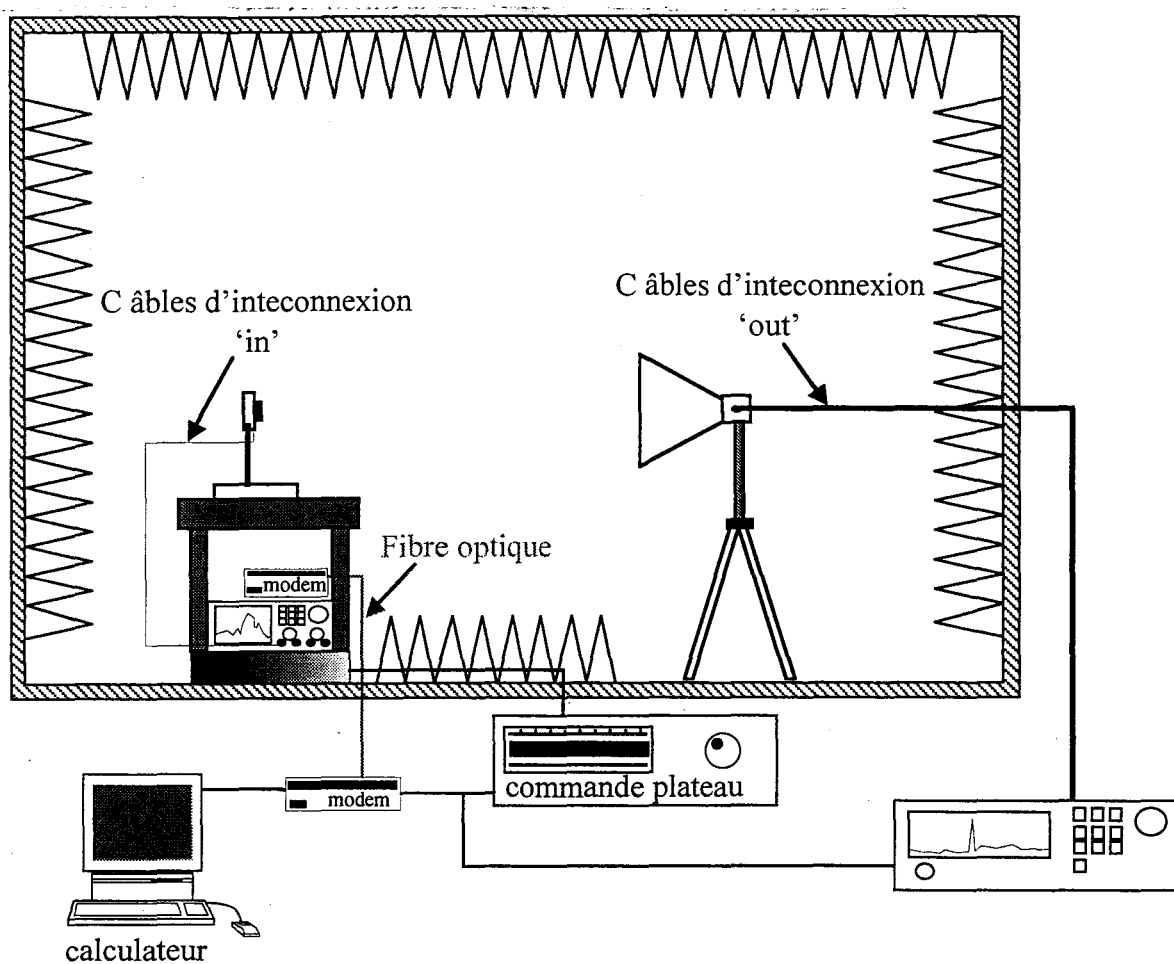


Figure III.5. Banc de mesure en chambre anéchoïque pour la réalisation de l'étalonnage de la chambre réverbérante.

Le même principe sera respecté en chambre réverbérante comme l'indique la Figure III.6, où cette fois, l'éprouvette sera placée à l'extrémité d'un câble coaxial et supportée par un support isolant de manière à l'éloigner des parois, garantissant ainsi une efficacité optimale du brassage de modes.

Côté émission, l'association de deux câbles coaxiaux seront utilisés pour alimenter les différentes éprouvettes et le transport de l'information de la puissance reçue sera assuré vers l'analyseur de spectre par une association équivalente de câbles coaxiaux. De cette manière, l'ensemble des deux bancs de mesure sera figé; garantie pour pouvoir étalonner efficacement et avec précision, la chambre réverbérante.

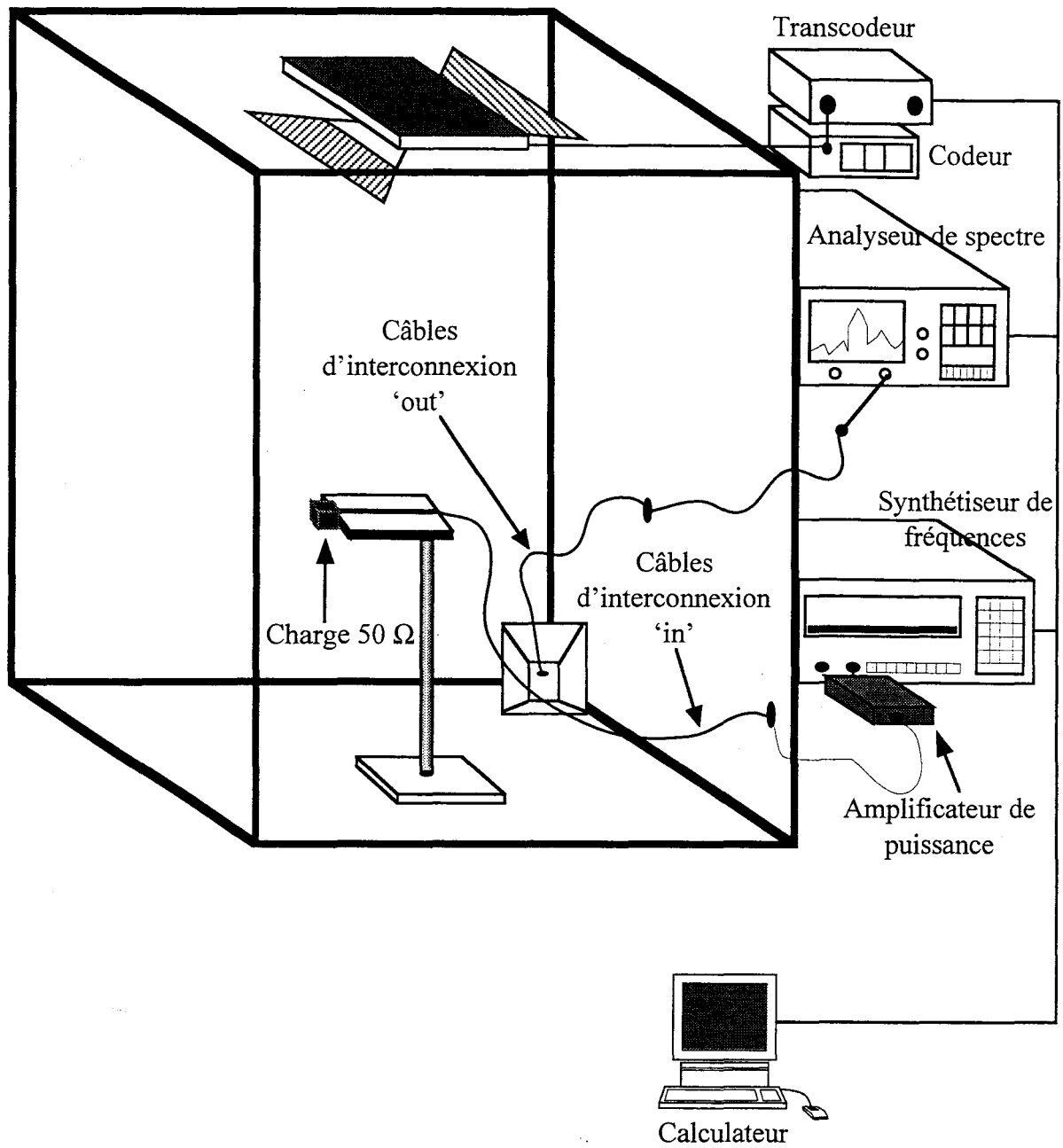


Figure III.6. Banc de mesure en chambre réverbérante à brassage de modes pour son étalonnage.

Le niveau de la source synthétisée sera fixé à +10 dBm et, entre 1 et 10 GHz, 201 points de mesure seront mémorisés; ils seront réduits à 51 points en chambre anéchoïque afin de limiter le temps d'exécution des mesures.

### III.3.2.) Choix des différentes des éprouvettes de test.

Plusieurs éprouvettes ont été retenues pour constituer respectivement le dispositif rayonnant à tester.

- La première concerne l'utilisation d'une antenne cornet double ridge identique à l'antenne de réception. Comme il s'agit d'un dispositif très directif, nous n'avons dans ce cas précis pas opéré de rotation du plateau tournant puisque nous l'avons simplement placée face au dispositif de réception et rigoureusement à la même hauteur.

Concernant la mesure en chambre réverbérante, cette dernière sera placée à l'extrémité du câble coaxial mais à même le sol et orientée dans le coin diamétralement opposée à l'antenne de réception.

- La seconde antenne testée sera constituée par un petit monopole de longueur  $h$  égale à 3,9 cm. Ce dernier, compte tenu de l'allure de son diagramme de rayonnement et de sa symétrie de révolution, sera placée face à l'antenne de réception conformément au schéma de la Figure III.7.

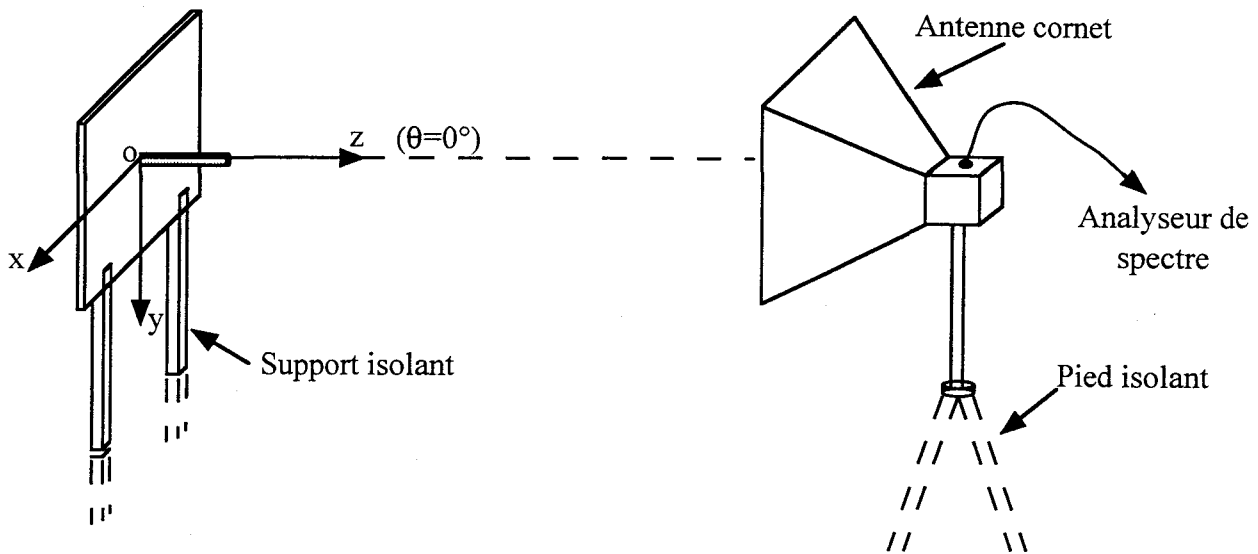


Figure III.7. Positionnement du monopôle face à l'antenne de réception.

Ce monopôle sera pour  $\theta = 0^\circ$  dans l'axe de l'antenne de réception et le plateau tournant explorera par pas de  $3,6^\circ$  toutes les positions angulaires entre  $+90^\circ$  et  $-90^\circ$ . De cette manière, l'évolution du diagramme de rayonnement de ce dernier en fonction de la fréquence sera prise en compte.

En effet, pour les plus basses fréquences, on sait que c'est en incidence rasante que l'on a le maximum de rayonnement, soit quand son axe fait un angle de  $90^\circ$  (ou  $-90^\circ$ ) par rapport à l'axe de l'antenne. De ce fait, ce dernier sera toujours initialement positionné comme l'indique la Figure III.8.

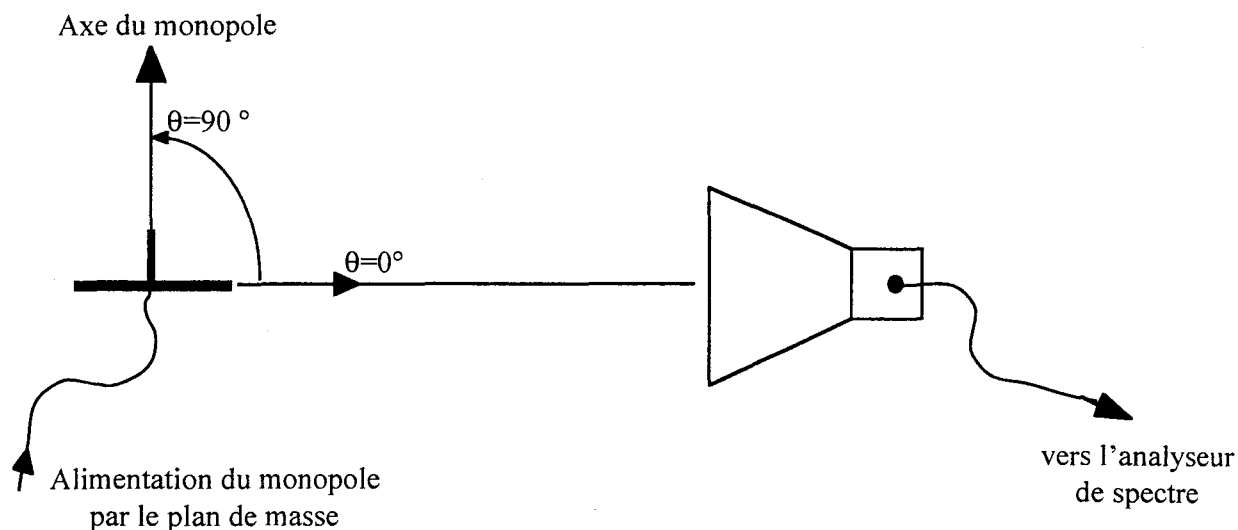
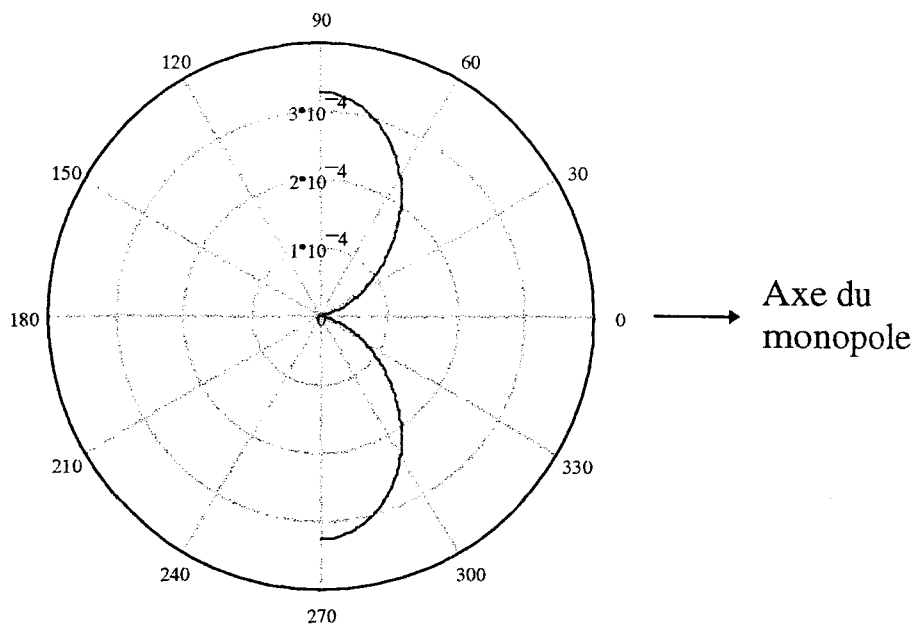


Figure III.8. Position du monopôle en vue de dessus pour l'obtention du maximum de puissance rayonnée en basse fréquence.

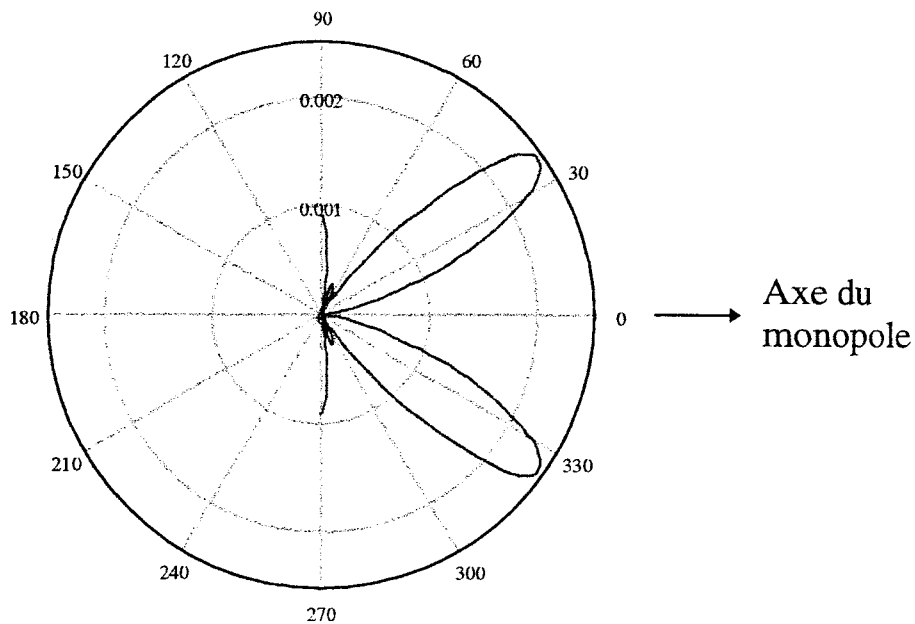
La représentation du diagramme de rayonnement de la courbe -a- de la Planche III.1 montre bien, qu'à 1 GHz, c'est dans cette position particulière que le rayonnement est optimal. Mais, un simple calcul à 10 GHz, comme le présente la courbe -b-, montre qu'il en est tout autrement aux fréquences supérieures; justifiant ainsi la recherche de ce maximum, fonction de la fréquence.

- La troisième et dernière sera l'éprouvette EBM4 du premier chapitre. Rappelons qu'il s'agit d'une ligne microruban constituée d'un ruban de 1 mm de largeur sur 10 cm de longueur, déposée sur un substrat diélectrique en Epoxy ( $\epsilon_r=4,5$ ,  $h=1,6$  mm) contenant un plan de masse adossé sur l'autre face.

Les dimensions de ce dernier font 24,5 cm sur 18 cm.



-a- Fréquence de 1 GHz



-b- Fréquence de 10 GHz

Planche III.1. Diagrammes de rayonnement d'un monopole de longueur 3,9 cm.

Cette éprouvette sera placée horizontalement face à l'antenne de réception; orientation qui offre en première approximation un couplage maximal. Tout comme pour le cas du monopôle, une rotation du plateau tournant sera effectuée entre  $+90^\circ$  et  $-90^\circ$ , pour rechercher l'amplitude maximale rayonnée fonction de la fréquence. La Figure III.9 résume l'orientation géométrique de l'éprouvette placée dans la chambre anéchoïque.

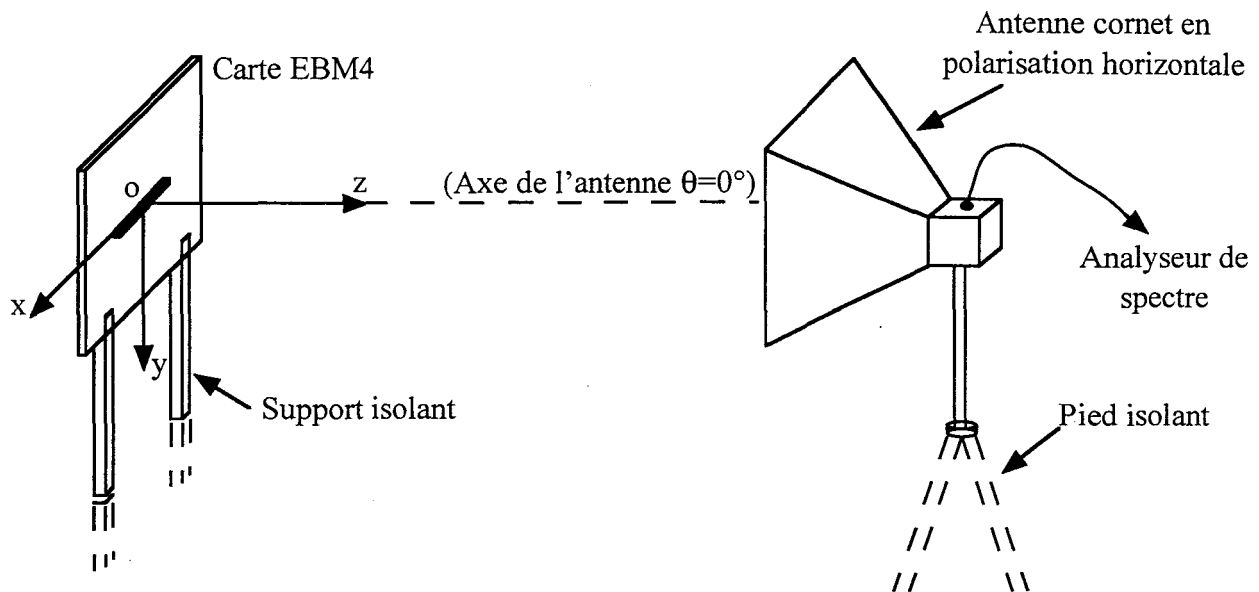
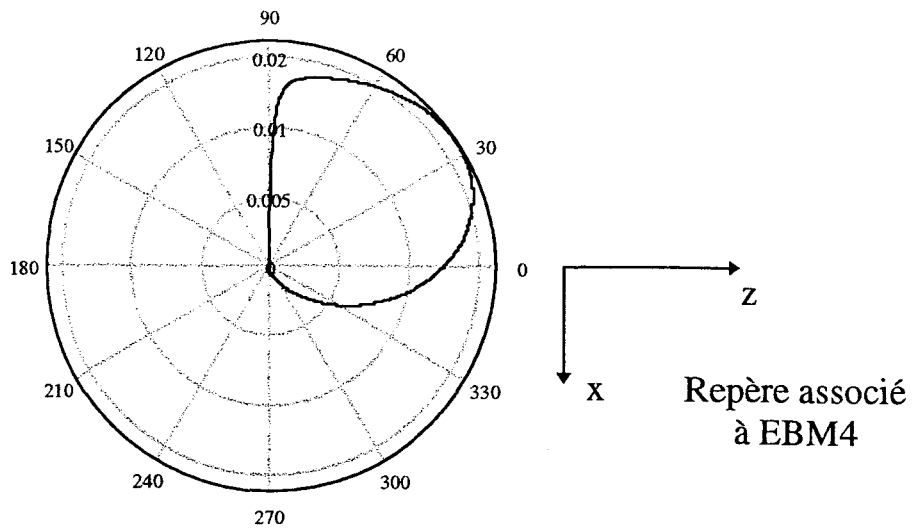


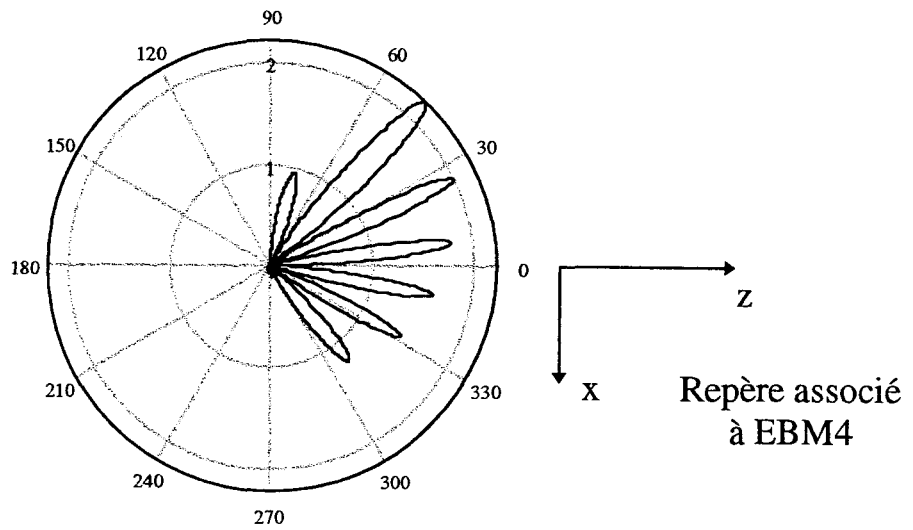
Figure III.9. Positionnement de l'éprouvette microruban en chambre anéchoïque

Conformément au repère (Oxyz) associé et aux équations relatives au calcul du champ électrique rayonné en champ lointain énoncées au chapitre II, on justifie tout comme précédemment l'orientation de l'éprouvette ainsi que la rotation du plateau tournant en observant le diagramme de rayonnement de cette dernière pour deux fréquences distinctes; 1 GHz et 10 GHz. Ces derniers sont respectivement représentés sur les courbes -a- et -b- de la Planche III.2.

L'antenne de réception étant face à la piste de la carte, l'angle  $\phi$  est dans ce cas pris égal à 0.



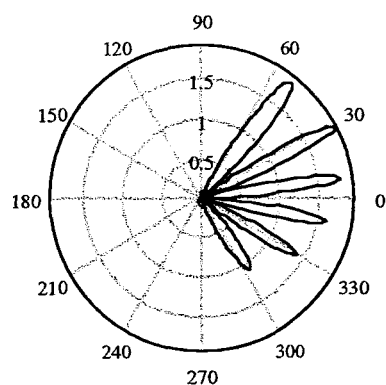
-a- Fréquence de 1 GHz



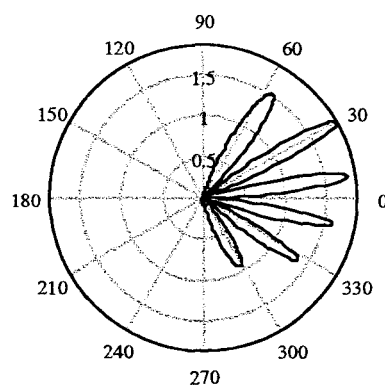
-b- Fréquence de 10 GHz

Planche III.2. Diagramme de rayonnement théorique de la carte EBM4 pour des fréquences de 1 et 10 GHz - Angle  $\phi=0$ .

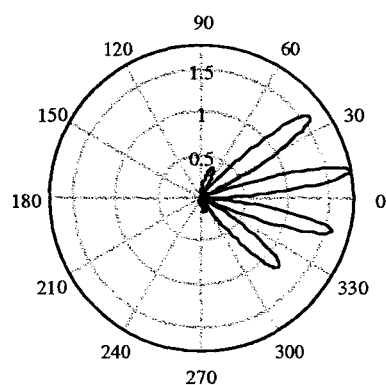
L'observation des deux diagrammes précédents montre bien l'évolution du maximum rayonné d'une fréquence à une autre; justifiant de nouveau la rotation du plateau tournant. A ce stade, on peut se demander si la position de l'éprouvette, face à l'antenne de réception, reste optimale. En d'autres mots, si l'angle  $\phi$  évolue, n'a-t-on pas des maximums plus importants sur d'autres orientations géométriques. Il semble, à l'observation des diagrammes de rayonnement de la Figure III.10, où le calcul a été réalisé à la fréquence de 10 GHz pour plusieurs angles  $\phi$  égaux respectivement à  $\pi/8$ ,  $\pi/6$ ,  $\pi/4$  et  $\pi/2$ , que la position initialement choisie permet à priori d'obtenir le maximum rayonné, donc représente le cas le plus proche de celui implicitement exploré en chambre réverbérante.



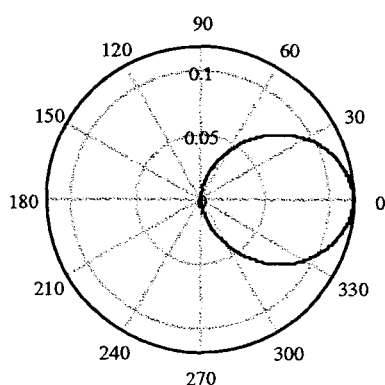
Angle  $\phi = \pi/8$



Angle  $\phi = \pi/6$



Angle  $\phi = \pi/4$



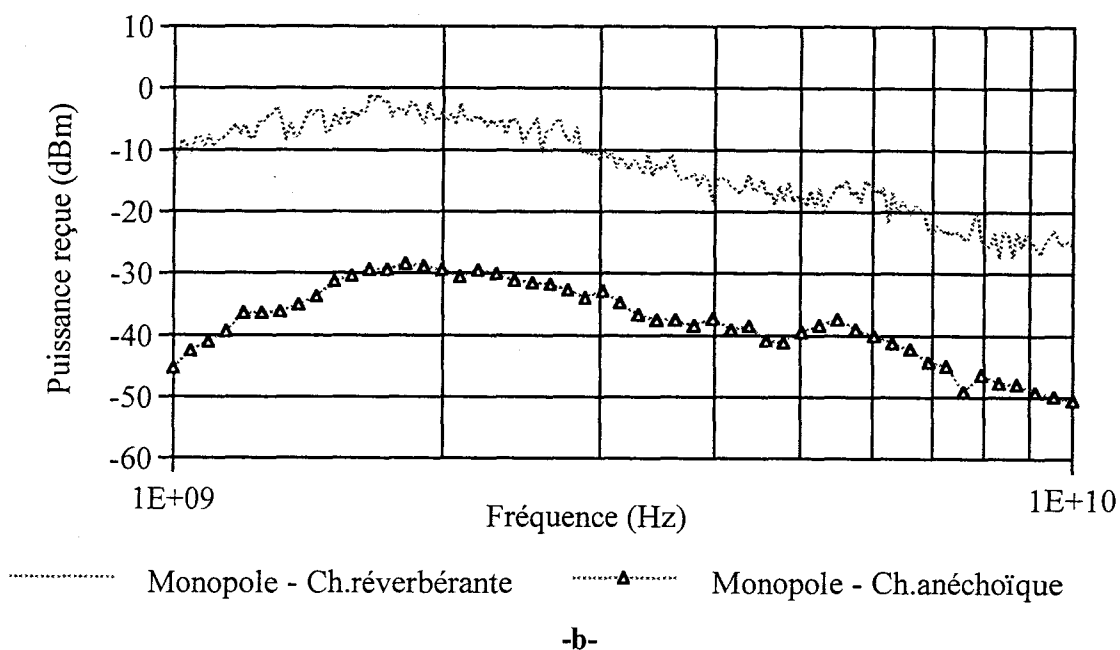
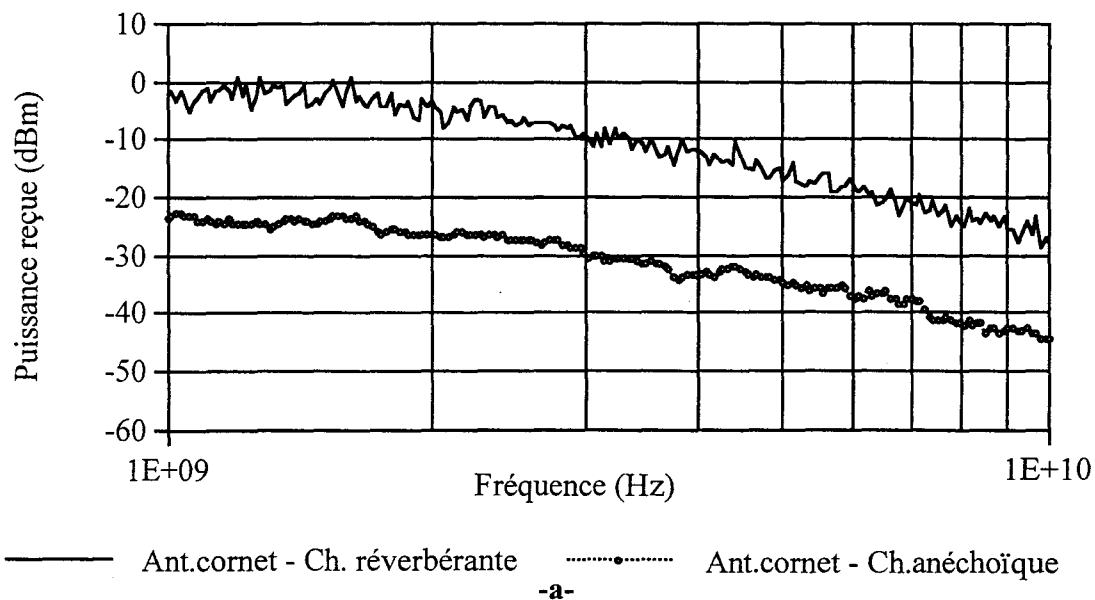
Angle  $\phi = \pi/2$

Figure III.10. Evolution du diagramme de rayonnement de l'éprouvette EBM4 à 10 GHz pour différents angles  $\phi$  égaux à  $\pi/8$ ,  $\pi/6$ ,  $\pi/4$  et  $\pi/2$ .



### III.3.3.) Confrontation des résultats obtenus et déduction du facteur d'étalonnage pour la distance de 3 mètres.

La Figure III.11 représente la comparaison en terme de puissance reçue au niveau de l'analyseur de spectre, des amplitudes respectivement obtenues dans les deux enceintes. La courbe -a- est relative au cas de l'antenne cornet, la courbe -b- au monopole et -c-, à la carte EBM4.



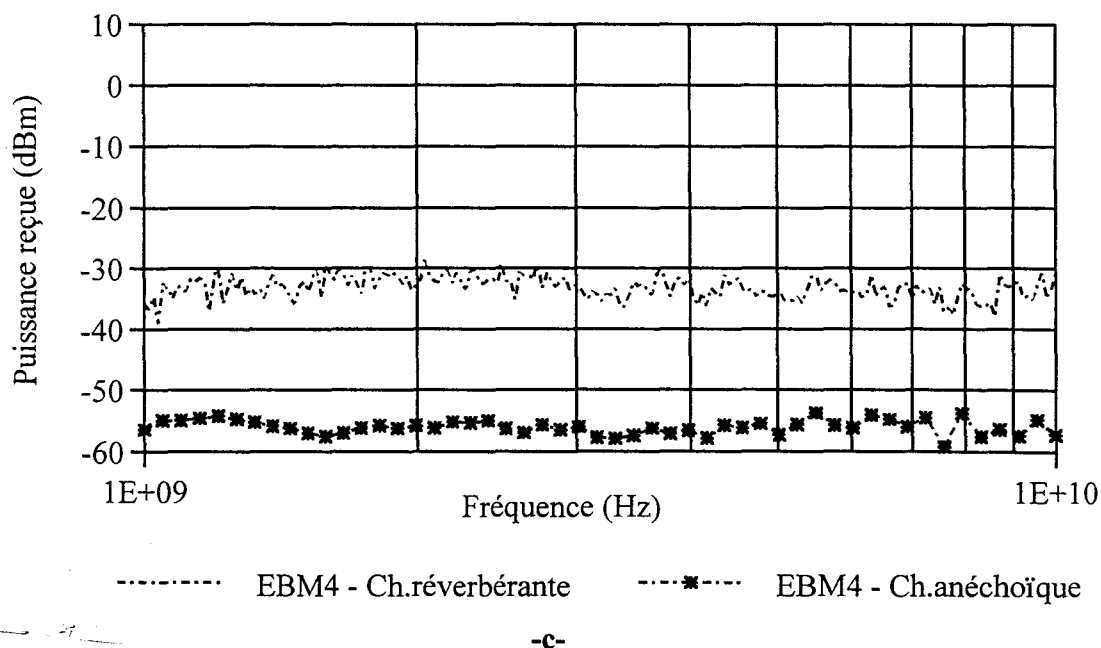


Figure III.11. Comparaison des puissances reçues en chambres anéchoïque et réverbérante pour les 3 éprouvettes précédentes.

- a- Cas de l'antenne cornet
- b- Cas du monopole de 3,9 cm
- c- Cas de la carte EBM4

L'observation des courbes révèle plusieurs faits intéressants.

- La recherche du maximum fonction de la fréquence reste la condition nécessaire pour la comparaison des deux moyens d'essai et permet ainsi l'obtention de courbes exemptes de fortes fluctuations d'amplitude; ce qui rendraient toute comparaison impossible.

- Les courbes présentent le même comportement fonction de la fréquence; les pentes restant identiques sur toute la bande d'étude. A ce titre, en observant les courbes propres à chaque éprouvette deux à deux, on peut remarquer que la puissance reçue en chambre réverbérante est supérieure quelle que soit la fréquence, d'un facteur K voisin de 20 dB; qui d'une certaine façon concrétise le facteur d'étalonnage recherché.

On note cependant que ce facteur s'éloigne de 20 dB si on considère le cas du monopole électrique rayonnant entre 1 et 2 GHz. Cela tient au rapport liant la longueur d'onde à la dimension du monopole égale à 3,9 cm.

En effet, de précédents travaux menés par Lamblain[20] ont montré qu'un monopole récepteur de longueur donnée,  $h$  immergé dans une chambre réverbérante, est induit par une puissance dont la valeur est inversement proportionnelle au carré de la fréquence, et ce dès que la longueur d'onde du signal devient de l'ordre de 5 à 6 fois cette longueur  $h$ .

Au dessous de cette condition, le monopole n'est pas encore surdimensionné par rapport à la longueur d'onde du signal et il réagit comme une antenne à impédance interne capacitive, ce qui explique que l'écart de puissance émis s'éloigne de 20 dB.

Dans le but de déterminer avec précision ce facteur  $K$ , on va procéder au calcul de la valeur moyenne des courbes relatives à une éprouvette donnée. Puis, en différenciant les valeurs obtenues deux à deux, il ne restera plus qu'à diviser le résultat par le nombre d'intervalles couverts par chaque courbe. Ce nombre est simplement égale à la différence  $\Delta x$  entre les abscisse maximale et minimale, soit 9. On déduit alors le facteur  $K$ , valeur corrective à apporter aux niveaux obtenus en chambre réverbérante à brassage de modes pour obtenir ceux relevés en chambre anéchoïque.

Appliquée à nos trois dispositifs d'émission précédents, on obtient respectivement pour valeurs de  $K$ :

- cas des antennes cornets double ridge:  $K_1=19,13$
- cas de la carte EBM4:  $K_2=22,57$
- cas du monopole,  $h=3,9$  cm:  $K_3=23,91$

En toute rigueur, la détermination précise de ce facteur devrait faire intervenir un nombre important et variés de dispositifs, pour obtenir une valeur moyenne finale plus représentative. A ce titre, pour justifier les effets mis en évidence pour le monopole initial et bénéficier d'une valeur supplémentaire de  $K$ , nous avons répété l'expérience avec un monopole de longueur 10 cm.

Comme le montrent les courbes de la Figure III.12, l'écart entre ces dernières est réduit notamment en basse fréquence, puisque dans ce cas, la fréquence de transition entre les deux modes de fonctionnement est proche de la fréquence minimale.

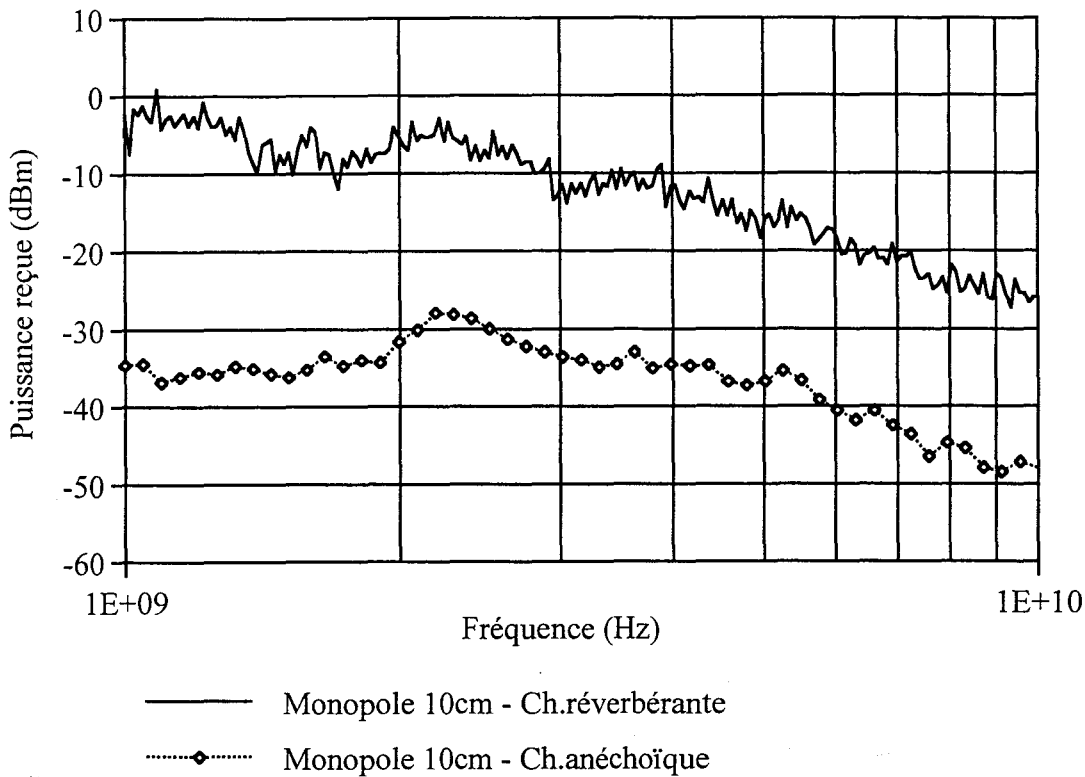
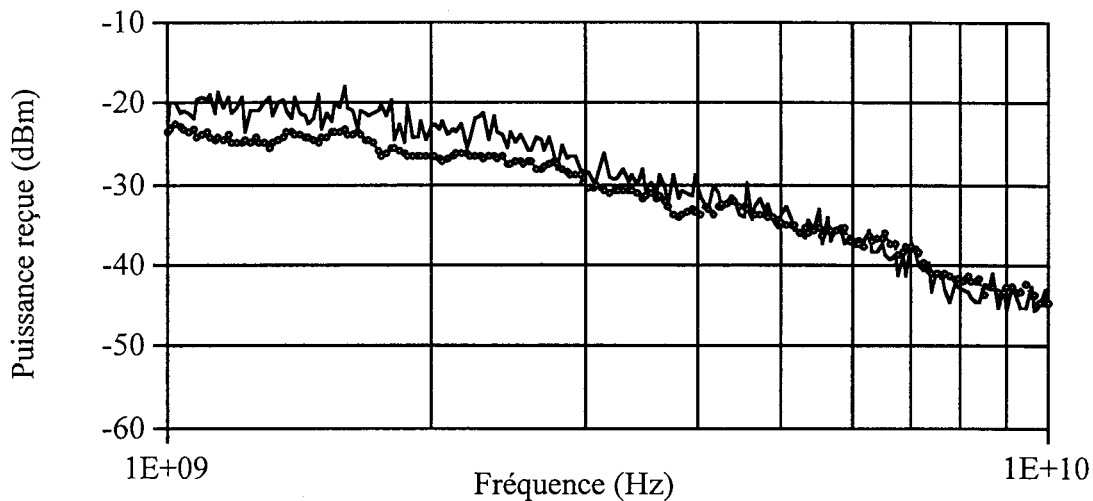


Figure III.12. Monopole de 10 cm de longueur placé dans les chambre réverbérante et anéchoïque.

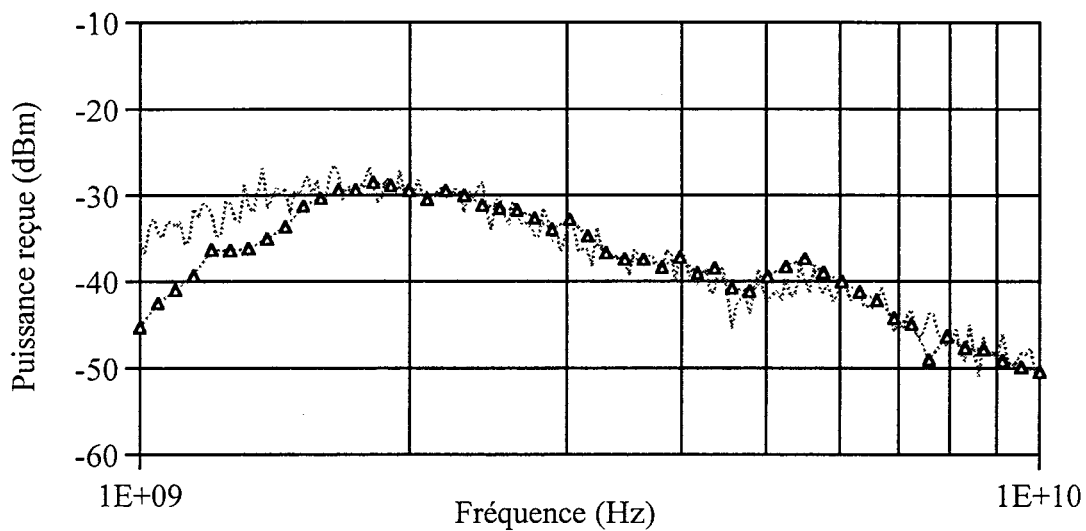
En appliquant la méthode précédente, le facteur  $K$  devient égal à 22,79. Nous retiendrons ces quatre expériences pour approcher un facteur  $K$  moyen, obtenu en faisant la moyenne des valeurs précédentes. Nous obtenons en définitif une valeur  $\bar{K}$  de 22,1. Il faut donc soustraire à priori du niveau de puissance injectée initial en chambre réverbérante, cette valeur pour obtenir les niveaux mesurés en chambre anéchoïque.

Pour valider cette observation, nous allons donc diminuer pour les mesures en chambre réverbérante la valeur de la puissance injectée de ce même facteur, soit une puissance de -12,1 dBm; ce qui devrait conduire à la superposition des courbes précédentes.

C'est ce que montrent précisément les résultats de la Figure III.13, où est représentée l'évolution de la puissance maximale reçue dans les trois cas initiaux.



— Ant.Cornet - Ch.réverbérante    .....•..... Ant.cornet - Ch.anéchoïque  
-a-



.....•..... Monopole - Ch.réverbérante    .....▲..... Monopole - Ch.anéchoïque  
-b-

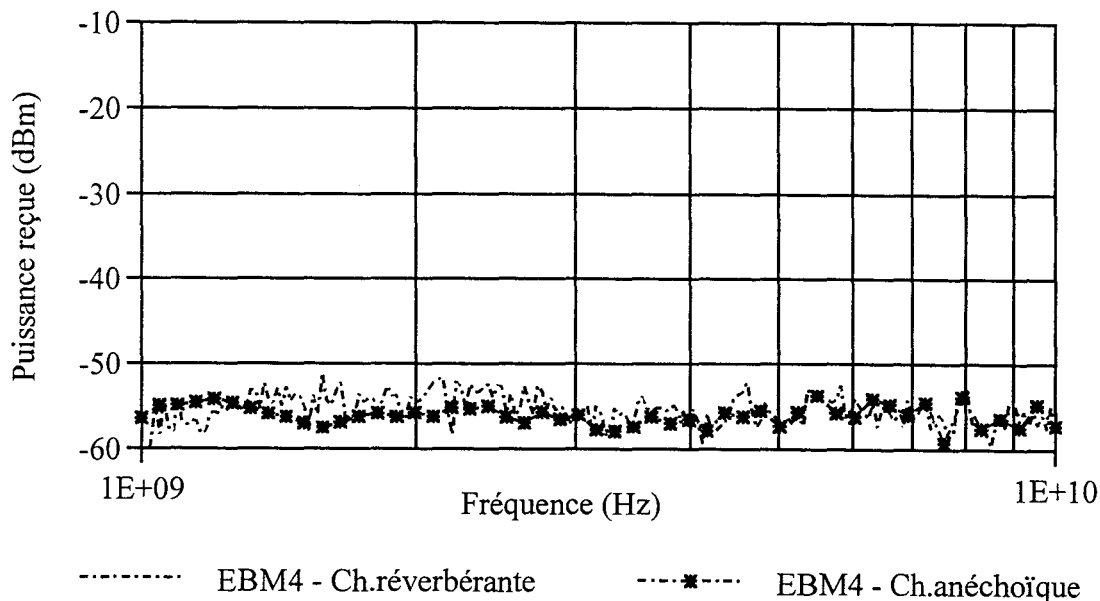


Figure III.13. Résultat de l'étalonnage de la chambre réverbérante pour la distance  $D$  égale à 3 m.

- a- Cas de l'antenne cornet
- b- Cas du monopole de 3,9 cm
- c- Cas de la carte EBM4

La comparaison des résultats démontrent une bonne concordance, ce qui permet de déduire pour la distance de 3 mètres et un niveau injectée initial de 10 dBm, que le facteur d'étalonnage est bien proche de 22 dB.

Dans le cas de ces deux enceintes précises et en conformité avec les protocoles de mesure retenus, la technique de la chambre réverbérante peut conduire à une reproduction efficace du résultat obtenu en chambre anéchoïque pour un dispositif à priori simple.

L'évaluation du facteur d'étalonnage peut être justifiée théoriquement. Prenons le cas des antennes cornets où le gain est facilement disponible et plaçons nous à une fréquence arbitraire, choisie égale à 2 GHz. Le gain équivaut alors à 8,5 dB (donnée constructeur) soit 7,08 en valeur linéaire. Pour un volume  $V$  de la chambre réverbérante égal à  $13,7 \text{ m}^3$ , le coefficient de qualité mesuré de cette dernière est de  $1,31 \cdot 10^5$ . Compte tenu des relations (III.2) et (III.5), respectivement représentatives du calcul de la puissance reçue par une antenne arbitraire plongée

soit dans la chambre réverbérante ou la chambre anéchoïque quand on y injecte une puissance donnée, et de la relation  $Pre_{\text{chambre réverbérante}} = K \cdot Pre_{\text{chambre anéchoïque}}$  dans le cas où ces puissances sont exprimées en W, on peut en déduire le facteur K à l'aide de la relation (III.7); ce dernier est alors égal à 255,8 soit 24,08 dB.

$$K = \frac{Q\lambda R^2}{VG^2} \quad (\text{III.7})$$

où R égale à 3 m

Dans les résultats obtenus, figurent implicitement les pertes dans les câbles reliant respectivement dans les deux cas, l'analyseur de spectre à l'antenne de réception. Le rapport K obtenu en (III.7) étant celui que nous obtiendrions si ces pertes étaient nulles, il convient, pour se rapprocher du cas expérimental, de les insérer selon les relations:

$$Pre_{\text{Chambre réverbérante}} = Pre_{\text{à l'analyseur de spectre}} - Pertes_{\text{Câbles 1}}$$

$$Pre_{\text{Chambre anéchoïque}} = Pre_{\text{à l'analyseur de spectre}} - Pertes_{\text{Câbles 2}}$$

où: - les puissances sont exprimées en dBm.  
- Câbles 1 et Câbles 2 sont les câbles utilisés respectivement en chambres réverbérante et anéchoïque.

En utilisant finalement la relation  $K_{\text{dB}} = Pre_{\text{Ch. réverbérante}}(\text{dB}) - Pre_{\text{Ch. anéchoïque}}(\text{dB})$  et avec des pertes respectivement égales à 3,44 dB pour l'enceinte mélangée et 3,41 dB pour la chambre anéchoïque, K devient égale à 24,04 dB.

Une mesure précise des niveaux obtenus Figure III.11 -a- pour l'antenne cornet, montre qu'en chambre réverbérante, on reçoit une puissance de -5,18 dBm contre -26,69 dBm en chambre anéchoïque; donnant à K une valeur expérimentale de 21,51 dB, ce qui confirme l'évaluation théorique.

### III.3.4.) Validation de la méthode pour une distance de 1 mètre.

L'évolution de la puissance reçue suivant une loi en  $(1/R^2)$ , si la distance est divisée par 3, on doit donc gagner un rapport 10 dB en puissance et ainsi diminuer ce facteur d'étalonnage d'une valeur identiquement proche.

Les résultats de la Figure III.14 représentent l'évolution de la puissance reçue en plaçant l'antenne de réception à une distance de 1 mètre des éprouvettes testées; éprouvettes uniquement constituées dans cette expérience par l'antenne cornet d'une part et par l'éprouvette EBM4 d'autre part par souci de clarté.

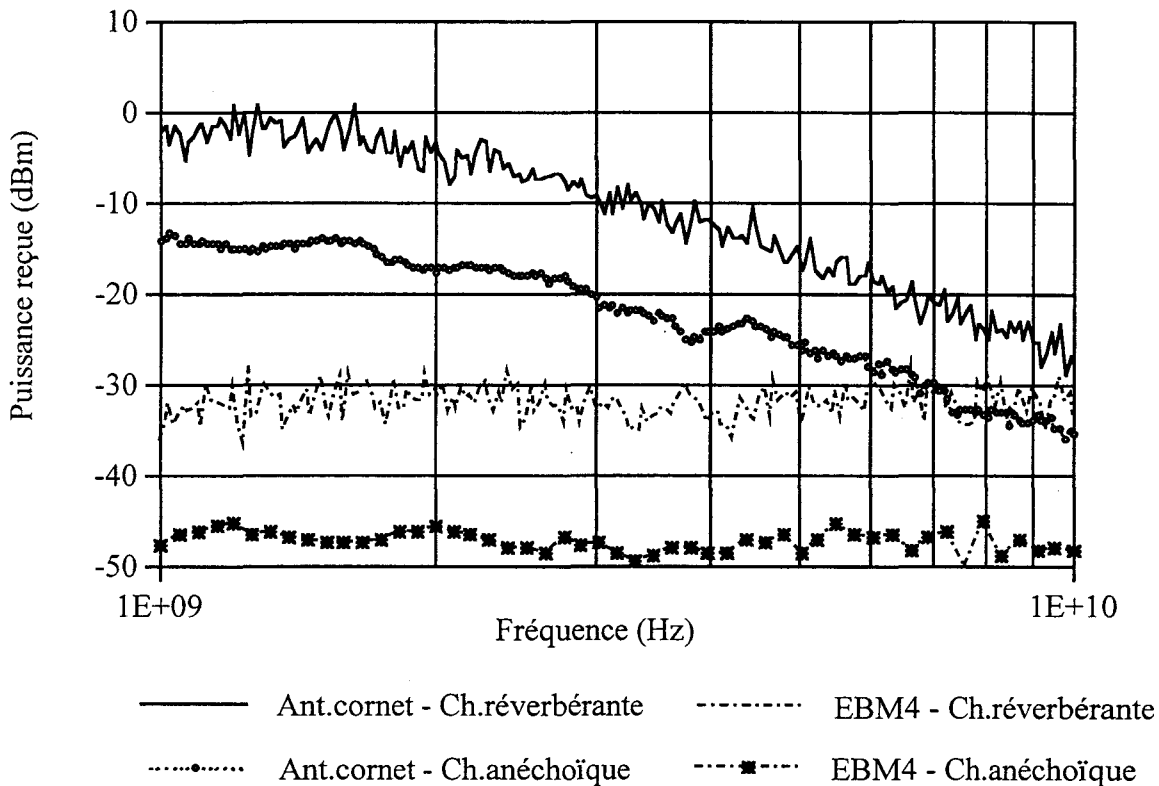


Figure III.14. Comparaison des puissances reçues en chambres anéchoïque et réverbérante pour une distance  $D$  de 1 m.

Dans ces expériences, le niveau injectée reste égal à +10 dBm sur toute la bande de fréquence et c'est la représentation du maximum rayonné qui est retenue.

L'évaluation du facteur  $K'$  dans les deux cas est respectivement égale à;

- cas des antennes cornets double ridge:  $K1' = 10,21$
- cas de la carte EBM4:  $K2' = 13,9$

ce qui nous donne une valeur moyenne proche de 12,1 dB; ce qui est en accord avec la prévision théorique et la loi de variation de la puissance en chambre anéchoïque.



L'application de ce facteur correctif vis à vis de la puissance initialement appliquée en chambre réverbérante conduit comme le montre les résultats de la Figure III.15 aux mêmes conclusions que celles énoncées pour la distance de 3 mètres.

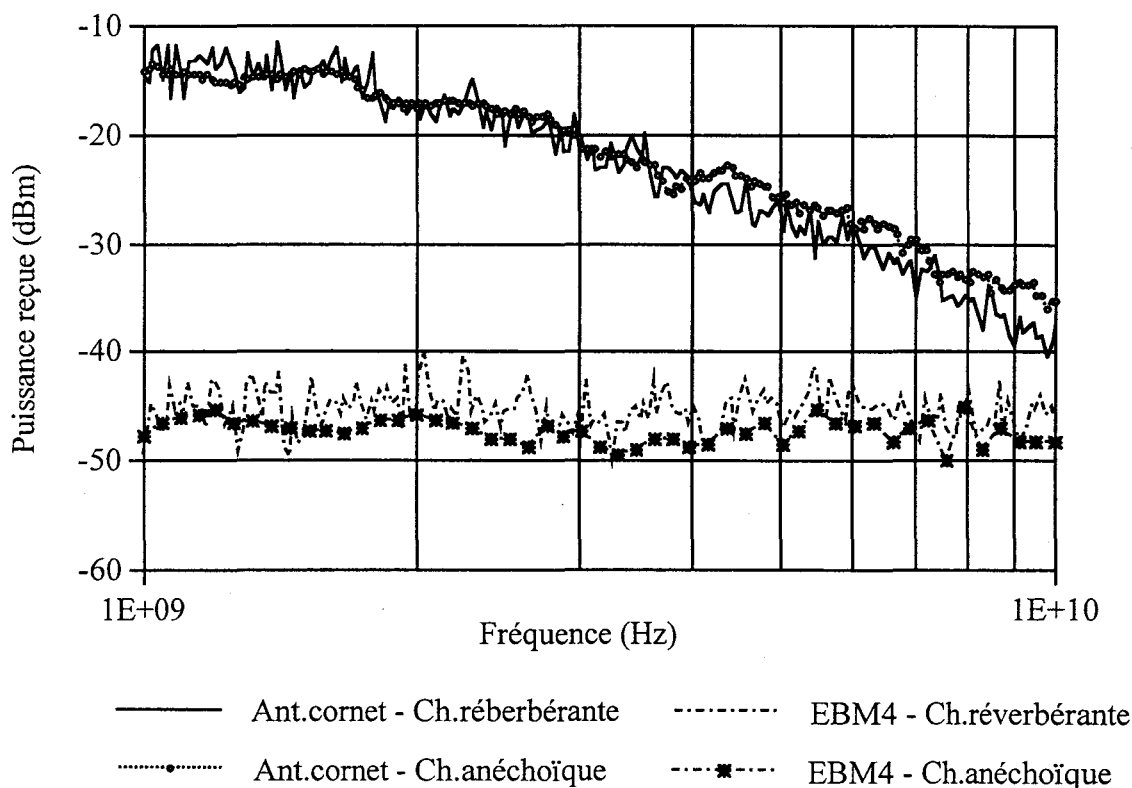


Figure III.15. Résultat de l'étalonnage de la chambre réverbérante pour la distance  $D$  égale à 1 m.

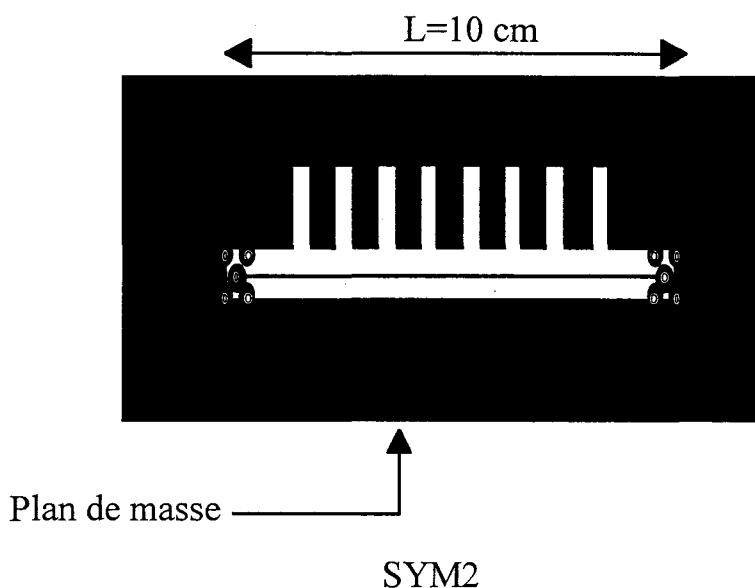
La chambre réverbérante a tendance à surestimer légèrement les résultats compte tenu du fait de sa capacité à intégrer globalement le rayonnement de l'objet; hormis dans le cas de l'antenne cornet où au delà de 4 GHz, la courbe obtenue en chambre anéchoïque devient supérieure à celle mesurée en chambre réverbérante.

Ce résultat est probablement dû à la configuration des champs au niveau de l'ouverture et ce dû au non respect, compte tenu précisément des dimensions de cette dernière, de la distance minimale à observer pour se trouver en zone de champ lointain. Cette effet sera d'ailleurs plus marquant au plus la fréquence augmentera ( $R > 2D^2/\lambda$ ); ce qui va précisément dans le sens des résultats obtenus.

### III.3.5.) Application de la méthode d'étalonnage à la caractérisation d'éprouvettes complexes.

Les essais entrepris vont porter sur deux éprouvettes. La première concerne l'éprouvette SYM2 du premier chapitre, éprouvette qui comporte des ouvertures réparties périodiquement sur le plan de masse.

Ces ouvertures, en interagissant les unes aux autres, doivent procurer à cette éprouvette un comportement résonant. La représentation de cette dernière est rappelée sur la Figure III.16.



*Figure III.16. Description de l'éprouvette SYM2.*

Par commodité, la mesure sera effectuée en chambre anéchoïque à 1 mètre de l'antenne de réception. Compte tenu de sa géométrie, cette dernière sera par défaut placée face à cette antenne de réception et en position horizontale comme l'indique la Figure III.17.

La polarisation de l'antenne de réception sera identique en première hypothèse.

En rapport avec la détermination du facteur  $K'$  précédent; relatif à cette distance de 1 mètre, la puissance injectée en chambre réverbérante sera donc fixée à -2,1 dBm contre +10 dBm en chambre anéchoïque.

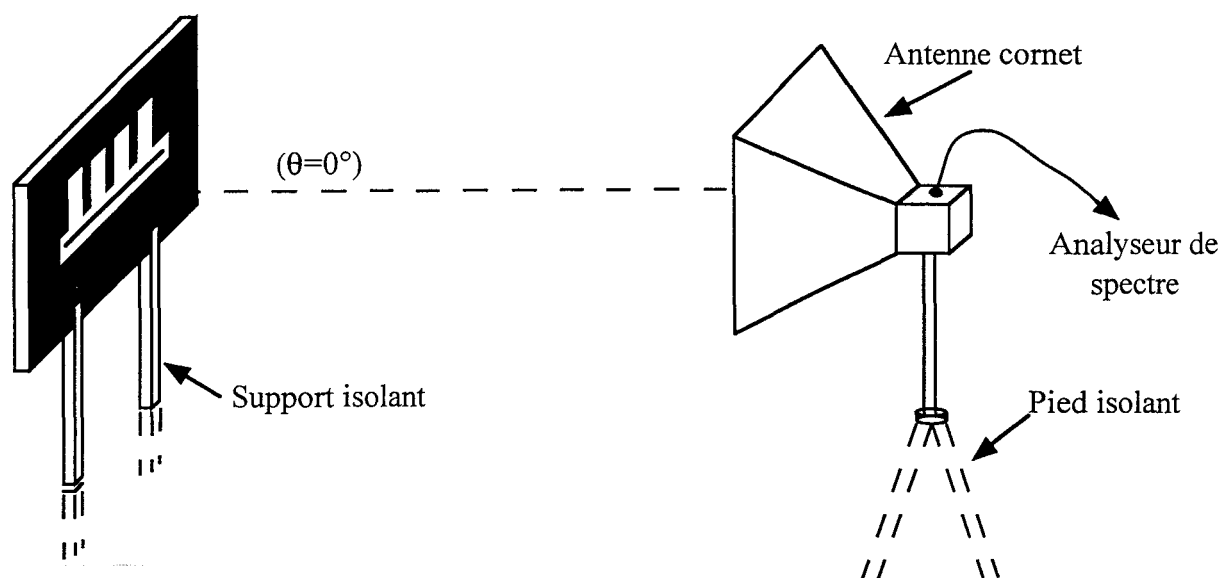


Figure III.17. Positionnement de l'éprouvette en chambre anéchoïque.

Les mêmes protocoles expérimentaux décrits précédemment seront appliqués pour les deux chambres. Pour une évolution du plateau tournant de  $180^\circ$  (de  $+90^\circ$  à  $-90^\circ$ ), l'évolution des puissances reçues est reportée sur les courbes de la Figure III.18.

Le choix dans ce cas précis d'une unique polarisation explorée amène une erreur sur la détermination du maximum rayonné comme le montre les courbes de cette figure; où entre 1 et 2 GHz et surtout au delà de 6 GHz, le niveau relevé en polarisation horizontale n'apparaît pas être le maximum rayonné par l'éprouvette.

La courbe de la chambre réverbérante montre par contre très clairement le niveau rayonné par l'éprouvette dans le cas où toutes les incidences sont explorées implicitement.

La comparaison des résultats permet d'affirmer que, par une mesure en chambre réverbérante, on peut à priori reproduire fidèlement l'évolution de la puissance électromagnétique maximale rayonnée d'un dispositif, que l'on obtiendrait en chambre anéchoïque. Cette puissance serait celle obtenue en explorant des incidences variées et en présentant ce dernier sous des faces différentes. On peut ainsi retrouver des phénomènes caractéristiques propres, notamment la localisation de résonances internes au dispositif sous test.

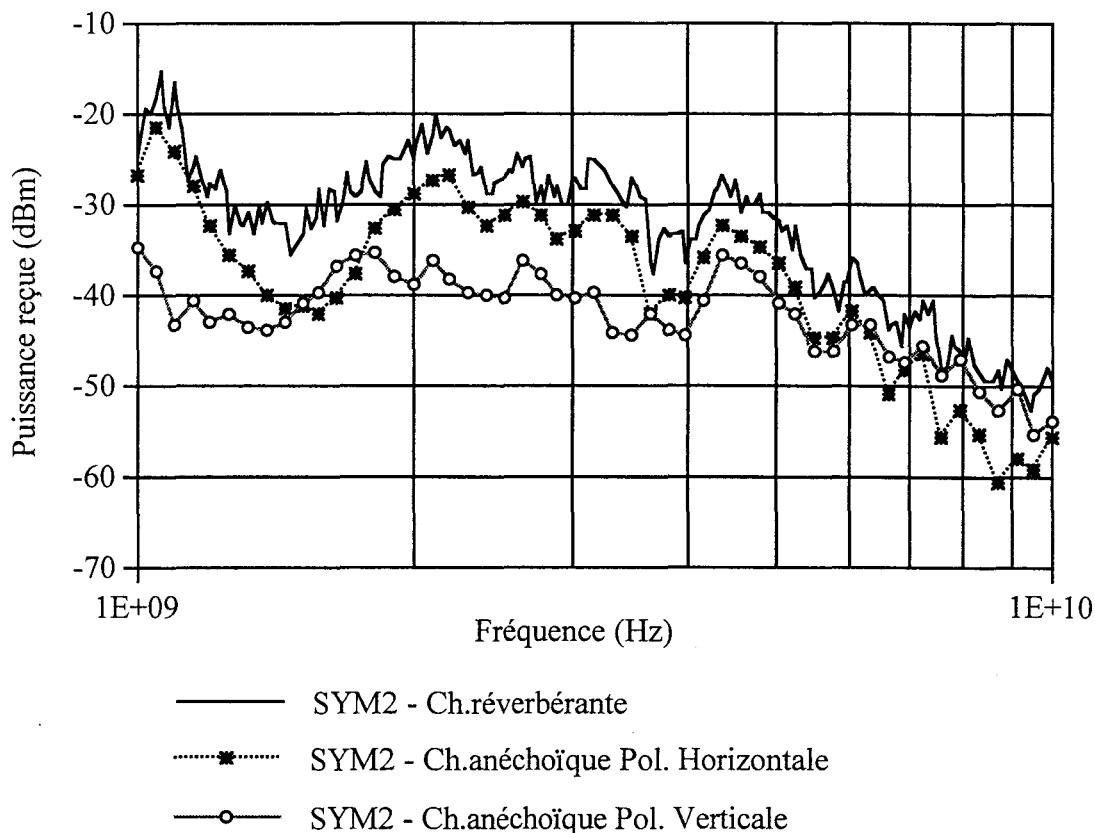


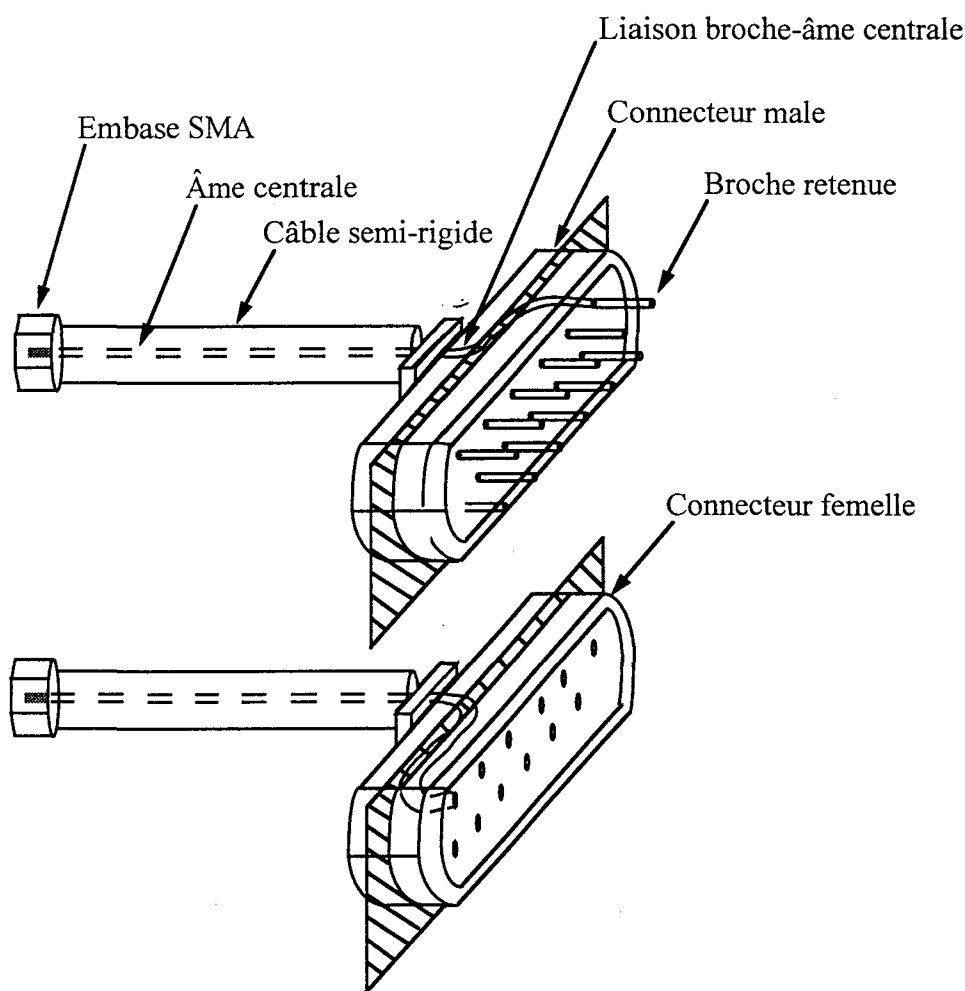
Figure III.18. Evolution de la puissance rayonnée maximale par l'éprouvette SYM2 en chambres anéchoïque et réverbérante.

Néanmoins, il subsiste des différences sur les niveaux des amplitudes que l'on mesure; niveaux qui sont supérieurs dans le cas de la chambre réverbérante.

Ceci est principalement dû au fait que l'éprouvette, se comportant comme une antenne, va présenter sur son diagramme de rayonnement des lobes secondaires, d'autant plus nombreux que la fréquence augmentera. Lors de la mesure en chambre réverbérante, la contribution de l'ensemble de ces lobes est finalement prise en compte alors qu'il n'en n'est pas de même lors de la mesure en chambre anéchoïque.

La seconde éprouvette testée est de nature complètement différente des précédentes, ce qui la rend à juste titre plus intéressante. Il s'agit d'une structure composée de deux connecteurs à broches multiples (femelle et mâle), interconnectés entre eux et entourés chacun d'un blindage cuivré. Une seule broche commune à chaque connecteur est respectivement reliée à l'âme centrale d'un câble semi-rigide

d'une dizaine de centimètres de longueur comme l'indique schématiquement la Figure III.19.



*Figure III.19. Représentation de la connexion d'une broche commune aux deux connecteurs.*

Les deux connecteurs sont ensuite interconnectés et la liaison est elle même blindée par l'intermédiaire d'un collier cuivré, soudé sur les parties métalliques verticales des connecteurs; empêchant finalement toute fuite électromagnétique au niveau de ces derniers. La Figure III.20 représente en vue de côté l'éprouvette finale ainsi réalisée.

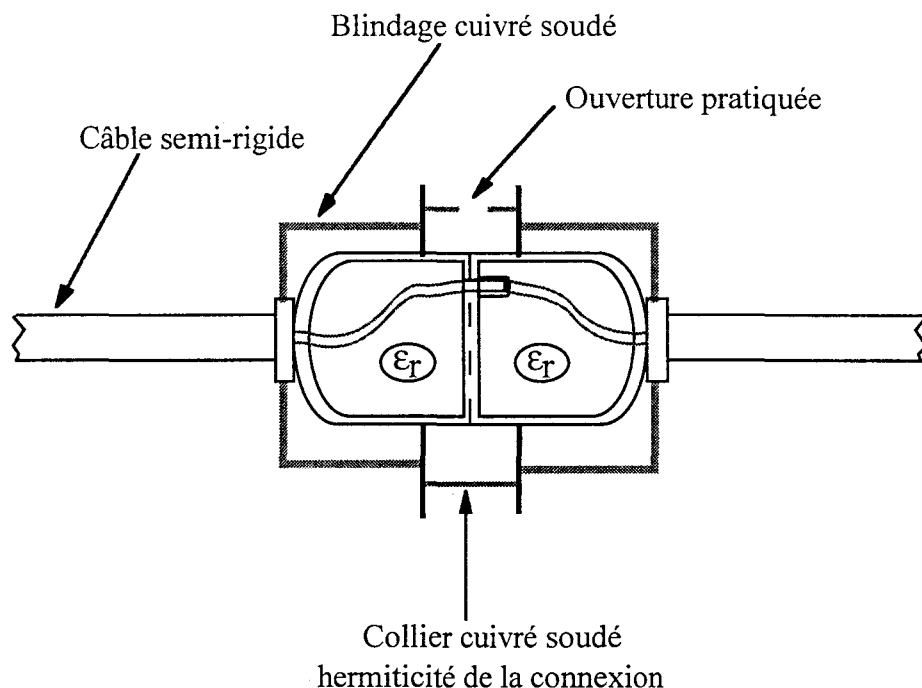


Figure III.20. Représentation complète en vue de côté de l'éprouvette testée.

Une ouverture d'un diamètre de 3 mm est pratiquée sur le collier cuivré, représentant ainsi une fuite localisée d'énergie électromagnétique.

Les essais seront menés tout comme précédemment à une distance  $D$  égale à 1 m et la représentation des résultats est indiquée Figure III.21. Pour la mesure en chambre anéchoïque, l'éprouvette est placée horizontalement tout comme l'éprouvette SYM2; l'ouverture faisant face à l'antenne de réception elle même en polarisation horizontale.

Comme précédemment, la mesure en chambre réverbérante permet de reproduire fidèlement le comportement de la puissance rayonnée obtenue en chambre anéchoïque.

On peut ainsi retrouver les phénomènes résonants provoqués par la fuite de la puissance incidente, le dispositif se comportant en définitif comme une petite cavité munie d'une ouverture.

L'antenne de réception placée en polarisation verticale n'amène dans ce cas aucune information complémentaire, comme le montre les résultats.

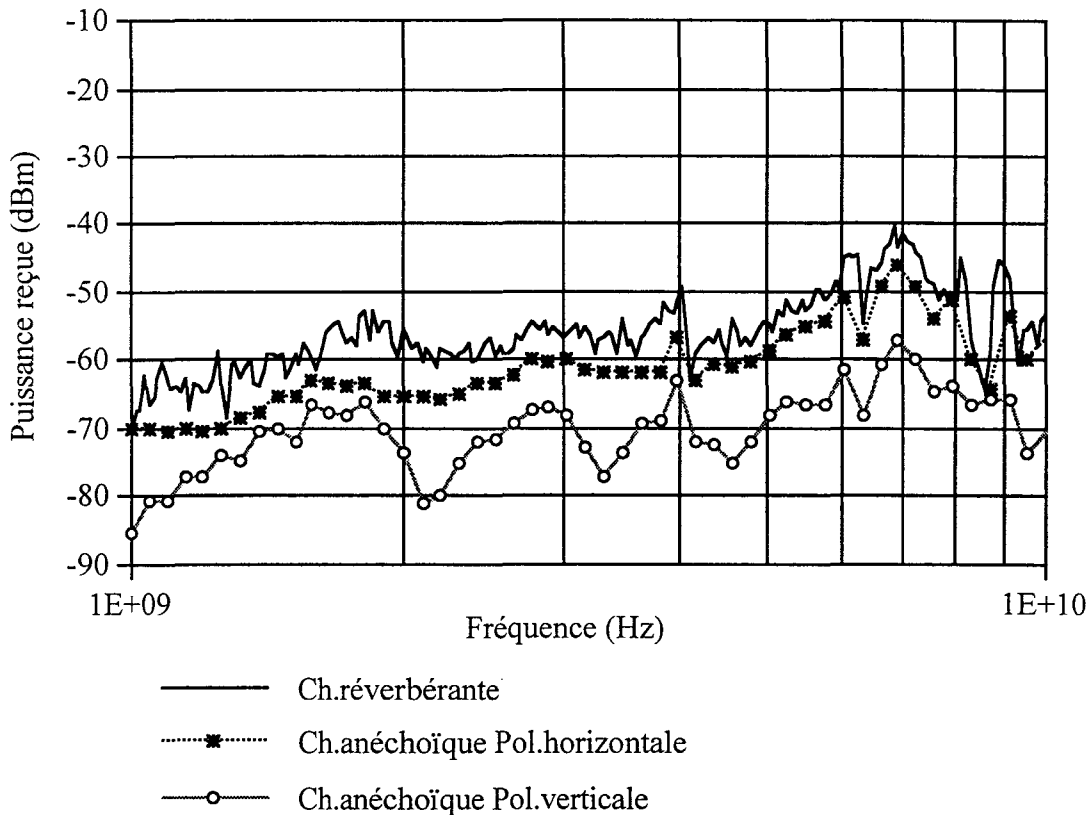


Figure III.21. Comparaison des résultats obtenus dans les chambres anéchoïque et réverbérante.

Néanmoins, les niveaux obtenus dans l'enceinte surdimensionnée restent supérieurs à ceux obtenus en chambre anéchoïque, confirmant la propriété que lors d'une telle mesure, c'est la prise en compte du rayonnement global de l'objet qui est effectuée par la mesure du maximum.

## *Conclusions.*

Le protocole proposé en vue de comparer les résultats obtenus au moyen d'une chambre réverbérante à brasseur de modes avec ceux d'émission rayonnés effectués en chambre anéchoïque blindée a permis de montrer que cette technique peut apporter une information quantitative sur le comportement électromagnétique des objets sous test.

Au regard de ces confrontations, le rayonnement des objets placés à l'intérieur de la chambre réverbérante devenant isotrope, il apparaît donc que les essais réalisés permettent de prendre en compte implicitement l'ensemble des contributions des différentes faces de l'objet.

Autrement dit, il n'y a plus lieu de rechercher quelle est l'incidence la plus pénalisante puisque la notion de directivité n'intervient plus. Les résultats obtenus ont donc une signification physique différente de ceux obtenus en chambre anéchoïque. Cette propriété peut induire un gain de temps appréciable lors de l'exécution de ce type d'essai.

Néanmoins, il reste à poursuivre cette comparaison en effectuant de plus amples essais sur des objets très directifs afin de déterminer quel protocole adopté en chambre réverbérante pour obtenir quelques informations primaires sur cette directivité.



---

## CONCLUSION GENERALE

---

Les résultats contenus dans notre thèse apportent de nouvelles informations sur les applications possibles des chambres réverbérantes à brassage de modes.

Un des critères défendus par cette méthode de mesure est la reproductibilité des essais. Bien que ce point ne soit pas encore aujourd'hui parfaitement éclairci, les expériences pratiquées pour les trois applications envisagées dans notre thèse semblent montrer que la reproductibilité obtenue au cours des essais est satisfaisante.

Les avantages apportés par cette méthode, outre l'intérêt économique, concernent également d'autres critères que la reproductibilité, en particulier la facilité de mise en oeuvre d'essais rapides et objectifs.

Les expériences pratiquées sur les circuits imprimés démontrent qu'un essai en chambre réverbérante permet de classer un circuit par un critère de transparence électromagnétique exprimé en dB. Comme il a été expliqué dans la thèse, ce critère est rapporté à un circuit de référence, en l'occurrence un monopole électrique telle une piste au dessus d'un substrat isolant. Ainsi, il est possible de reconnaître l'influence de plans de masse agissant comme des écrans protecteurs de qualité variable, puis d'apprécier des résonances qui sont propres au circuit. Ces phénomènes volontairement provoqués dans notre champ d'expériences ont été remarquablement exprimés. Les essais entrepris dans notre thèse concernent aussi le rôle imparti aux symétries introduites dans la topologie des circuits, ainsi que les effets induits par les éléments de raccordement des circuits à leur monde extérieur.

La chambre réverbérante à brassage de modes utilisée pour prouver de façon directe ou indirecte que des lignes de transmission coudées rayonnent plus d'énergie que des lignes rectilignes montrent aussi dans cette application tout son potentiel. En effet, la propriété d'isotropie du rayonnement des objets installés dans la chambre réverbérante a été pleinement exploitée pour la mesure du supplément de rayonnement estimé à 10 - 20 %, que l'on pouvait confondre avec la marge d'incertitude de la plupart des méthodes de mesure. Ces performances n'ont été obtenues qu'au prix d'un double brassage de modes. Cette technique qui accroît le temps d'exécution des mesures peut cependant être optimisée. Seule une étude statistique des variables recueillies durant l'essai permettra de mettre en oeuvre une procédure d'optimisation.

L'évaluation du rayonnement des sources est une troisième application expérimentée dans notre thèse.

La confrontation avec les mesures pratiquées en chambre anéchoïque blindée révèle qu'il existe un lien entre les deux types d'essai; lien matérialisé par un facteur de conversion exprimé en dB. Sur la gamme de fréquences explorées durant les essais, soit entre 1 et 10 GHz, le facteur de conversion est assez peu dépendant de ce paramètre; par contre, il est fonction de la directivité électromagnétique de la source et des caractéristiques géométriques et physiques de la chambre à brassage de modes; caractéristiques surtout concrétisées par le facteur de qualité composite. Une évolution possible de ces travaux consisterait à intégrer directivité et coefficient de qualité pour étendre le champ d'informations recueillies au cours d'essais pratiqués en chambre réverbérante. Il semble que le coefficient de qualité soit une donnée accessible par un protocole de mesure quasi indépendant de la source expérimentée.

Par contre, l'accès à la directivité est de par le principe des chambres réverbérantes, une information beaucoup plus difficile à saisir.

Toutefois, il n'est pas impossible que la mesure de l'efficacité du brassage de modes contiennent des données statistiques pouvant nous renseigner sur un paramètre de directivité. En effet, les fluctuations du champ (ou de la puissance reçue) au cours du brassage de modes, apparaissent pareillement à une variable aléatoire dont les moments d'ordre supérieur contiennent probablement des informations que l'on pourrait relier à un couplage direct s'exprimant entre la source supposée directive et une antenne réceptrice disposée à proximité. Nous pensons que cette approche mérite d'être explorée.

---

## BIBLIOGRAPHIE

---

[1] **German R.F., Ott H.W., Paul C.R.**

" Effect of an image Plane on Printed Circuit Board Radiation."

IEEE International Symp. on Electromagnetic Compatibility, Washington DC, August 1990, pp 284-291

[2] **Ott H.W.**

" Controlling EMI by Proper Printed Wiring Board Layout."

6Th Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, Zurich, March 5-7 1985, pp 127-132

[3] **Gupta K.C., Carg R and Bahl J.J.**

" Microstrips lines and Slotlines."

Artech House. Dedham MA, 1979.

[4] **Hammerstad E.O.**

" Equations for microstrip circuit design."

Proceedings of the 5th European Microwave Conference, Hamburg, September 1975.

[5] **Dunand Ph.**

" Tracé des circuits imprimés."

Parasites et Perturbations des électroniques  
Compatibilité électromagnétique, DUNOD

[6] **Edwards T.C.**

" Conception des circuits micro ondes. "

Collection Technologies , série électronique  
Micro Electronique, MASSON, 1984

[7] **Chang K.**

" Microwave Passive & Antenna Concepts."

Handbook of Microwave and Optical Components. Volume 1.  
John Wiley and Sons, 1990

[8] **Gardiol F.E.**

" Introduction to Microwave."

Artech House, 1984.

[9] **Warin D.**

" Exploitation de l'environnement électromagnétique généré dans une chambre réverbérante à brasseur de modes pour l'évaluation du seuil de dysfonctionnement de circuits intégrés."

Thèse de doctorat - Lille - Novembre 1996.

[10] **Corona P., Latmiral G., Paolini E. and Piccioli L.**

" Use of a reverberating enclosure for measurements of radiated power in the microwave range."

IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol - EMC18, No 2, May 1976, pp 54-59

[11] **Crawford M.L. and Koepke G.H.**

" Design, Evaluation, and Use of a Reverberating Chamber for Performing Electromagnetic Susceptibility/Vulnerability Measurements."

Natural Bureau of Standards ( U.S.) NBS Tech. Note 1092, April 1976

[12] **Demoulin B., Warin D., Kone L., Semet C., Degauque P.**

" Mesure de l'efficacité de blindage de câbles ou connecteurs par la méthode de la chambre réverbérante à brassage de modes."

Rapport intermédiaire de la convention DGA/CEG - USTL N° 421-701-01  
Juin 1993.

[13] **Demoulin B., Degauque P. and Scuka V.**

" Effects of Electromagnetic Interference and Transient Disturbances on Electromagnetic Devices and Equipment."

Review of Radio Science - 1993-1996 URSI Oxford Press  
Chap.19 - pp 465.

[14] **Degauque P. et Hamelin J.**

" Compatibilité Electromagnetique, bruits et perturbations radioélectriques."

CNET - ENST

Dunod, 1990

[15] **Lestienne H., Pezin F., Baudet J., Kone L. et Demoulin B.**

" Couplage des champs électromagnétiques aux pistes des circuits intégrés."

Rapport intermédiaire - 2ième Partie - Contrat LRPE/CEA

Mars 1995.

[16] **Lestienne H., Pezin F., Baudet J., Kone L. et Demoulin B.**

" Couplage des champs électromagnétiques aux pistes des circuits intégrés."

Rapport final - 2ième Partie - Contrat LRPE/CEA

Octobre 1995.

[17] **Liu B.H., Chang D.C. and Ma M.T.**

" Eigenmodes and the composite quality factor of a reverberating chamber."

NBS Technical Note 1066, August 1983.

[18] **Simpson J.P., Goulette R.R. and Costache G.I.**

" Radiation from Microstrip Transmission Lines."

IEEE International Symp. on Electromagnetic Compatibility, Seattle Washington

August 2-4 1988, pp 340-343.

[19] **Pezin F., Kone L et Demoulin B.**

" L'application de la chambre réverbérante à brassage de modes pour la mesure des parasites induits sur les pistes de circuits imprimés."

8 ième Colloque International sur la Compatibilité Electromagnétique.

3-5 Septembre 1996 Lille, pp 183-188.

[20] **Lamblain N.**

" Application aux chambres réverbérantes de la technique du brassage électronique de modes ."

Thèse de doctorat - Lille - Novembre 1996.

[21] **Gardiol F.E.**

" Radiation from Microstrip Circuits: An Introduction."

International Journal of Microwave and Millimeter Wave Computer - Aided

Engineering, vol 1, No 2, 1991, pp 225-235

[22] **Reinex A, Jecko B.**

" Introduction of radiation losses in the time domain transmission line method."

Annales des télécommunications. Tome 49, No 11-12, Novembre-Décembre

1994, pp 684-689

[23] **Hill D.A., Camell D.G., Cavcey K.H. and Koepke G.H.**

" Radiated Emission and Immunity of Microstrip transmission Line: Theory and Reverberating Chamber Measurements."

IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility, vol 38, No 2, May 1996, pp 165-171

[24] **Wait J.R.**

" Electromagnetic Wave Theory."  
John Wiley & Sons, 1987

[25] **Stratton J.A.**

" Théorie de l'Electromagnétisme."  
Dunod, 1961

[25b] **Wuyts I. and De Zutter D.**

" Circuit Model for Plane-Wave Incidence on Multiconductor Transmission Lines."  
IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility, vol 36, No 3, August 1984, pp  
206-212

[26] **Hill D.A and Francis M.H.**

" Out of Band Response of Antenna Arrays."  
IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility, vol EMC 29, No 4, November  
1987, pp 282-288

[27] **Balanis C.A.**

" Antenna Theory, Analysis and Design."  
Harper and Row, 1982

[28] **Corona P, Latmiral G and Paolini E.**

" Performance and Analysis of a Reverberating Enclosure with Variable Geometry."  
IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility, vol EMC 22, No 1, February  
1980, pp 2-5

[29] **Lamblain N, Besnier Ph, Kone L et Demoulin B.**

"Comportement électromagnétique d'objets volumiques immergés en chambre  
réverbérante à brasseur de modes."  
Rapport d'avancement - Convention DGA/CEG - USTL, Février 1995

[30] **Reinex A, Girard Ch, Jecko B.** - IRCOM, Limoges

**Lamaud V, Paladian F.**- LASMEA , Clermont Ferrand

**Pezin F, Kone L, Demoulin B.**- LRPE, Lille

" Elaboration de technique d'évaluation et de caractérisation du rayonnement  
parasite de lignes coudées."

Rapport sur l'Action Spécifique sur le Programme en Compatibilité  
Electromagnétique, Décembre 1996



[31] Pezin F, Kone L et Demoulin B. - LRPE, Lille

Girard Ch., Reinex A et Jecko B. - IRCOM, Limoges

" Characterization of bended transmission lines radiation phenomena by means of a Mode Stirred reverberating Chamber."

EMC'98 Roma, International Symposium on Electromagnetic Compatibility  
September 14 - 18, 1998 A paraître.

---

## BIBLIOGRAPHIE DE L'AUTEUR

---

[I] **Pezin F., Kone L et Demoulin B.**

" L'application de la chambre réverbérante à brassage de modes pour la mesure des parasites induits sur les pistes de circuits imprimés."

8 ième Colloque International sur la Compatibilité Electromagnétique.

3-5 Septembre 1996 Lille, pp 183-188.

[II] **Girard Ch., Thomas B, Reinex A et Jecko B.** - IRCOM, Limoges  
**Pezin F et Demoulin B.** - LRPE, Lille

" Introduction of discontinuities effects in a transmission line method."

PIERS, Progress In Electromagnetic Research Symposium

July 7 - 11, 1997

Cambridge, Massachusetts, USA

[III] **Pezin F, Kone L et Demoulin B.** - LRPE, Lille

**Girard Ch., Reinex A et Jecko B.** - IRCOM, Limoges

" Justification expérimentale du rayonnement électromagnétique provoqué par des lignes de transmission coudées."

9 ième Colloque International sur la Compatibilité Electromagnétique.

8 - 11 Juin 1998 Brest. - A paraître.

[IV] **Pezin F, Kone L et Demoulin B.** - LRPE, Lille

**Girard Ch., Reinex A et Jecko B.** - IRCOM, Limoges

" Characterization of bended transmission lines radiation phenomena by means of a Mode Stirred reverberating Chamber."

EMC'98 Roma, International Symposium on Electromagnetic Compatibility

September 14 - 18, 1998 - A paraître.

---

# ANNEXES

---

## Annexe 1 Détermination de l'impédance caractéristique d'une ligne microruban et d'une ligne "stripline".

### - Ligne microruban.

Connaissant la largeur  $w$  du ruban supérieur et la hauteur  $h$  du substrat diélectrique constituant la ligne microruban, des formules sont disponibles pour déterminer la valeur de l'impédance caractéristique de la ligne avec une précision de l'ordre de 1% [8].

Ces formules sont valables lorsque le rapport  $w/h$  est compris entre 0,05 et 20 et si la permittivité relative  $\epsilon_r$  reste inférieure à 16.

Il faut au préalable déterminer le paramètre  $\epsilon_{eff}$ ; permittivité effective du substrat, qui permet de remplacer la structure inhomogène de permittivité relative  $\epsilon_r$  par une ligne homogène de mêmes dimensions géométriques et de permittivité effective  $\epsilon_{eff}$  comme le montre la Figure A1.1.

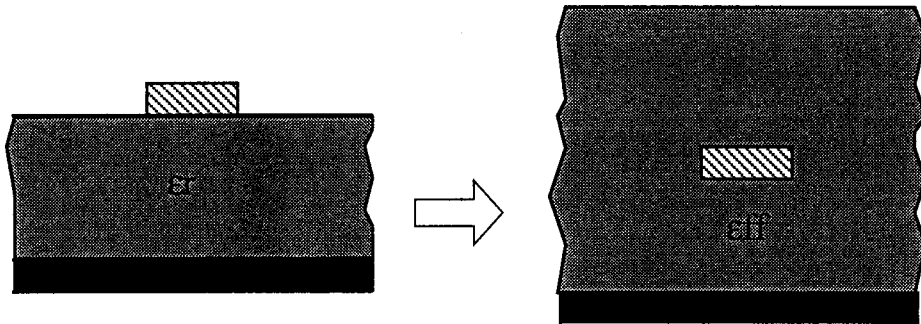


Figure A1.1. Définition de la permittivité effective.

Si  $w/h \leq 1$ :

$$\epsilon_{eff} = \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r - 1) \left[ \left(1 + 12 \frac{h}{w}\right)^{-\frac{1}{2}} + 0,04 \left(1 - \frac{w}{h}\right)^2 \right] \quad (A1.1)$$

Si  $w/h > 1$ :

$$\epsilon_{eff} = \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r - 1) \left(1 + 12 \frac{h}{w}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (A1.2)$$

La vitesse de propagation sur la piste sera alors égale à  $v = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{eff}}}$  où  $c_0$  est la vitesse de la lumière.

Si  $w/h \leq 1$ :

$$Z_c = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \text{Log}\left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h}\right) \quad (\text{A1.3})$$

Si  $w/h > 1$ :

$$Z_c = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \left[ \frac{w}{h} + 1,393 + 0,667 \text{Log}\left(\frac{w}{h} + 1,444\right) \right]^{-1} \quad (\text{A1.4})$$

où  $Z_0$  est égale à  $120\pi$ : impédance d'onde dans le vide.

- Ligne "stripline".

Pour une ligne stripline dont les paramètres géométriques sont rappelés sur la Figure A1.2,

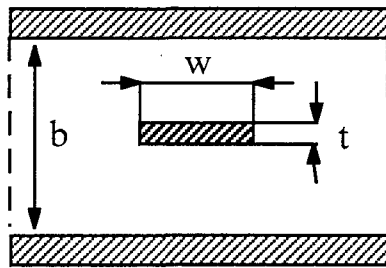


Figure A1.2. Ligne stripline.

une formulation de l'impédance caractéristique [Chang] est disponible selon que l'on prenne en première approximation l'épaisseur  $t$  du ruban égale à 0 ou différente à 0.

Si  $t=0$ :

$$Z_c = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{K'(k)}{K(k)} \quad (\text{A1.5})$$

avec:

$$\begin{aligned}
 - \frac{K(k)}{K'(k)} &= \left\{ \begin{aligned} &\left[ \frac{1}{\pi} \operatorname{Log} \left( 2 \frac{1 + \sqrt{k'}}{1 - \sqrt{k'}} \right) \right]^{-1} && \text{si } 0 \leq k \leq 0,7 \\ &\frac{1}{\pi} \operatorname{Log} \left( 2 \frac{1 + \sqrt{k}}{1 - \sqrt{k}} \right) && \text{si } 0,7 \leq k \leq 1 \end{aligned} \right\} \\
 - k' &= \sqrt{1 - k^2} \\
 - k &= \tanh\left(\frac{\pi w}{2b}\right)
 \end{aligned}$$

Si  $t \neq 0$ :

$$Z_c = \frac{30}{\sqrt{\epsilon_r}} \operatorname{Log} \left\{ 1 + \frac{4b-t}{\pi w'} \left[ \frac{8b-t}{\pi w'} + \sqrt{\left( \frac{8b-t}{\pi w'} \right)^2 + 6,27} \right] \right\} \quad (\text{A1.6})$$

avec:

$$\begin{aligned}
 - \frac{w'}{b-t} &= \frac{w}{b-t} + \frac{\Delta w}{b-t} \\
 - \frac{\Delta w}{b-t} &= \frac{x}{\pi(1-x)} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \operatorname{Log} \left[ \left( \frac{x}{2-x} \right)^2 + \left( \frac{0,0796x}{\frac{w}{b} + 1,1x} \right)^m \right] \right\} \\
 - m &= 2 \left( 1 + \frac{2x}{3(1-x)} \right)^{-1} \quad \text{et } x = \frac{t}{b}
 \end{aligned}$$

*Annexe 2* Détermination de la distribution de courant d'une ligne de transmission alimentée par une source de tension  $e_g$  d'impédance interne  $Z_g$  et terminée par une impédance  $Z_l$ .

La ligne peut se représenter selon le schéma suivant:

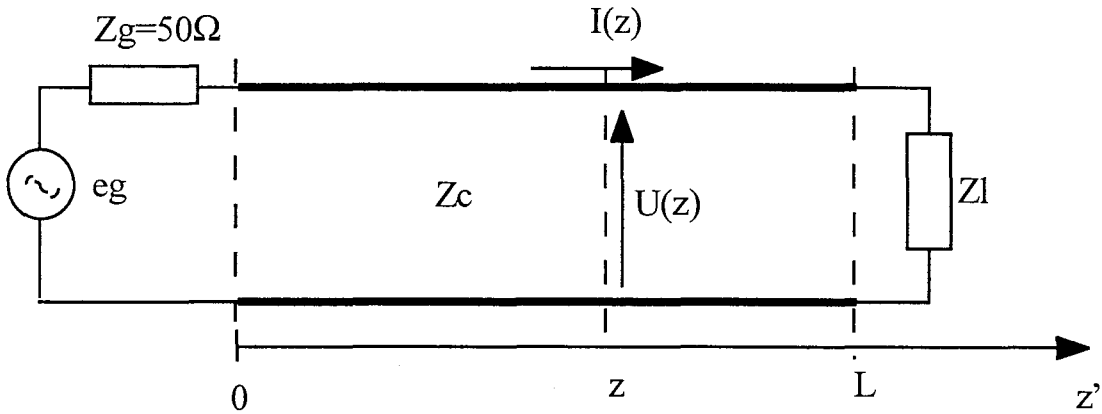


Figure A2.1. Schéma équivalent d'une ligne de transmission alimentée par une source quelconque et chargée par une impédance.

Les équations des télégraphistes vont s'écrire dans le cas où on suppose la ligne sans pertes suivant la formulation suivante:

$$\begin{aligned} U(z) &= U^+ \exp(-j\beta z) + U^- \exp(j\beta z) \\ I(z) &= \frac{U^+}{Z_c} \exp(-j\beta z) - \frac{U^-}{Z_c} \exp(j\beta z) \end{aligned} \quad (\text{A2.1})$$

A l'abscisse  $z=0$ , le courant  $I(0)$  peut s'exprimer suivant  $e_g$ ,  $Z_g$  et l'impédance  $Z_{in}$  qui représente en fait l'impédance de charge  $Z_l$  ramenée à l'origine de la ligne suivant la formule suivante:

$$Z_{in} = Z_c \frac{Z_l + jZ_c \tan(\beta L)}{Z_c + jZ_l \tan(\beta L)} \quad (\text{A2.2})$$

d'où 
$$I(0) = \frac{e_g}{Z_g + Z_{in}}$$

et

$$V(0) = e_g \frac{Z_{in}}{Z_{in} + Z_g} \text{ par le diviseur de tension ainsi formé.}$$



Le système d'équations (A2.1) écrit quand l'abscisse  $z$  vaut 0 prend la forme:

$$\begin{cases} U(0) = U^+ + U^- \\ I(0) = \frac{U^+ - U^-}{Z_c} \end{cases} \quad (A2.3)$$

Comme  $U(0) = Z_{in}.I(0)$ , il vient que les tensions  $U^+$  et  $U^-$  peuvent s'exprimer facilement en fonction de  $U(0)$  et  $i(0)$ :

$$\begin{cases} U^+ + U^- = U(0) \\ U^+ - U^- = Z_c.I(0) \end{cases} \quad (A2.4)$$

$U^+$  et  $U^-$  peuvent donc s'exprimer sous la forme d'une combinaison de la tension et du courant à l'origine de la ligne.

$$\begin{cases} U^+ = \frac{U(0) + Z_c.I(0)}{2} \\ U^- = \frac{U(0) - Z_c.I(0)}{2} \end{cases} \text{ soit } \begin{cases} U^+ = (Z_{in} + Z_c). \frac{I(0)}{2} \\ U^- = (Z_{in} - Z_c). \frac{I(0)}{2} \end{cases}$$

En remplaçant ces deux dernières expressions de  $U^+$  et  $U^-$  en fonction de  $I(0)$  dans l'expression du courant  $I(z)$  de l'équation (A2.1), ce dernier peut alors s'écrire après simplification directement en fonction de  $I(0)$ :

$$I(z) = I(0). \left[ \cos(\beta z) - j \frac{Z_{in}}{Z_c} \sin(\beta z) \right] \quad (A2.5)$$

Connaissant l'expression de  $I(0)$  fonction de  $e_g$ , l'équation (A2.5) du courant  $I(z)$  peut aussi s'écrire directement en fonction de cette f.e.m:

$$I(z) = \frac{e_g}{Z_{in} + Z_c} \left[ \cos(\beta z) - j \frac{Z_{in}}{Z_c} \sin(\beta z) \right] \quad (A2.6)$$

En développant l'expression de  $Z_{in}$  donnée par la formule (A2.2), le courant  $I(z)$  s'écrira en définitif:

$$I(z) = e_g \cdot \frac{Z_c \cos \beta(L-z) + j Z_l \sin \beta(L-z)}{(Z_c Z_g + Z_c Z_l) \cos(\beta L) + j (Z_c^2 - Z_g Z_l) \sin(\beta L)} \quad (A2.7)$$

### Annexe 3 Détermination expérimentale de l'impédance caractéristique d'une ligne de transmission.

Pour mesurer ce paramètre, considérons la ligne de transmission suivante fermée en  $z=L$  par une impédance de charge  $zL$ .

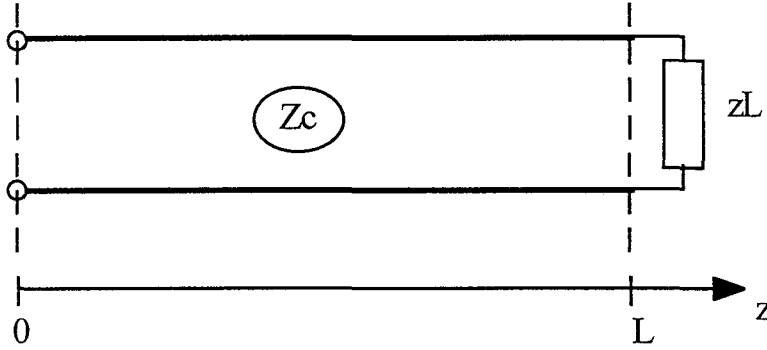


Figure A3.1. Ligne de transmission fermée par une impédance de charge  $zL$ .

On suppose par simplicité que la ligne est sans pertes. L'évaluation de l'impédance d'entrée ( $z=0$ ) de la ligne de transmission peut s'écrire:

$$Z_r(z=0) = Z_r = Z_c \frac{zL + jZ_c \tan(\beta L)}{Z_c + jzL \tan(\beta L)} \quad (\text{A3.1})$$

avec  $Z_c$ : impédance caractéristique de la ligne de transmission

$\beta$ : facteur de propagation égal à  $\frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde du signal.

Si on court-circuite l'impédance  $zL$ , (A3.1) devient:

$$Z_{rcc} = jZ_c \tan(\beta L) \quad (\text{A3.2})$$

L'évolution de ce paramètre en fonction de la fréquence va comporter en basse fréquence une partie monotone puis à certaines des extremums, en théorie infinis, qui correspondent aux fréquences où  $\tan(\beta L)$  devient infini; d'où la condition:

$$\beta L = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad (\text{A3.3})$$

Ce qui correspond à des longueurs d'onde:

$$\lambda = \frac{4L}{(2k + 1)} \quad (\text{A3.4})$$

La première fréquence  $f_1$  établie pour  $k=0$  se détermine aisément:

$$f_1 = \frac{v}{4L} \quad (\text{A3.5})$$

où:  $v$  est la vitesse de propagation sur la structure que l'on peut approximer dans un premier temps comme étant égale à  $\frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$ ;  $c_0$  valant  $3.10^8$  m/s.

Si on détecte cette fréquence et si on se place à la fréquence moitié, la longueur d'onde équivalente amène  $\tan(\beta L)$  égal à 1. L'impédance d'entrée devient alors directement proportionnelle à  $Z_c$ .

La mesure sera effectuée en plaçant un court-circuit à l'extrémité de l'éprouvette souhaitée puis en mesurant l'évolution fonction de la fréquence du module du coefficient de réflexion à l'autre extrémité grâce à un analyseur de réseau. Une simple conversion nous permettra d'obtenir ensuite l'impédance d'entrée. Dès que la fréquence  $f_1$  est détectée, une marque à  $f=f_1/2$  nous donne directement  $Z_c$ .

*Annexe 4* Calcul des coefficients de réflexion propres aux deux polarisations perpendiculaire et parallèle du champ électrique.

- *Champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence.*

Plaçons nous dans un premier temps dans le système d'axe (Oxyz) associé au circuit imprimé et considérons une onde arbitraire illuminant ce circuit sous une incidence  $\theta$  comme le montre la Figure A4.1.

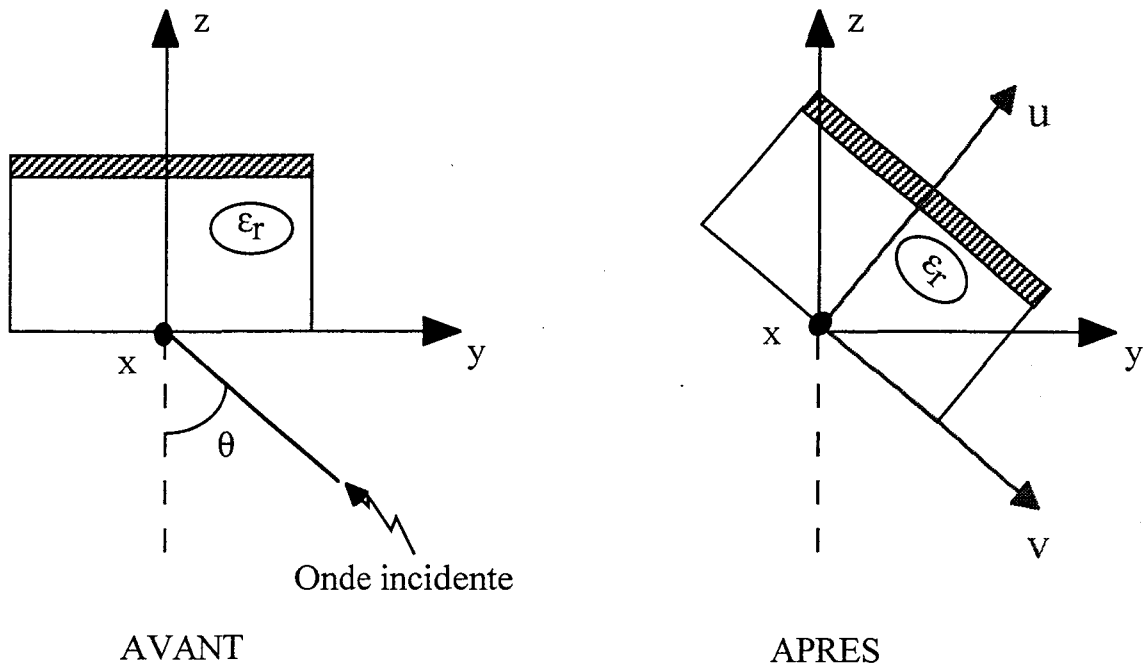


Figure A4.1. *Description des repères associés au circuit.*

Par commodité, on associe au repère initial, le repère (Oxvu), en faisant pivoter le diélectrique d'un angle  $\theta$  autour de l'axe x. Les coordonnées du premier repère sont donc fonction de x, v et u selon:

$$\begin{cases} x \rightarrow x \\ y \rightarrow v \cos(\theta) + u \sin(\theta) \\ z \rightarrow -v \sin(\theta) + u \cos(\theta) \end{cases} \quad (\text{A4.1})$$

Si on suppose que la composante incidente du champ électrique n'est uniquement fonction de x, cette dernière va s'écrire:

$$E_x = e_o \exp(-jk_o z) \quad (\text{A4.2})$$

où:  $k_o$  est le facteur de propagation de l'onde dans le vide  
 $e_o$ , une amplitude arbitraire.

Dans le repère (Oxvu), cette composante va s'écrire:

$$E_x = e_o \exp\left(-jk_o \left(-v \sin(\theta) + u \cos(\theta)\right)\right) \quad (\text{A4.3})$$

Les composantes du champ magnétique peuvent se déduire suivant la relation de Maxwell  $\nabla \wedge E = -j\omega\mu_o H$ . Dans le repère (Oxvu),  $\nabla \wedge E$  s'écrivant:

$0 \cdot a_x + \frac{\partial}{\partial u} E_x a_v - \frac{\partial}{\partial v} E_x a_u$  si  $a_x$ ,  $a_v$ , et  $a_u$  sont les vecteurs unitaires des axes  $x$ ,  $v$  et  $u$ , on obtient respectivement les composantes suivantes.

$$\begin{cases} j\omega\mu_o H_v = jk_o \cos(\theta) E_x \\ j\omega\mu_o H_u = jk_o \sin(\theta) E_x \end{cases} \quad (\text{A4.4})$$

L'impédance d'onde dans la direction normale à l'interface (direction de l'axe  $u$ ) va alors s'écrire.

$$Z_{o\perp} = \frac{E_x}{H_v} = \frac{j\omega\mu_o}{j\omega\sqrt{\epsilon_o\mu_o} \cos(\theta)} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} \frac{1}{\cos(\theta)} = \frac{\eta_o}{\cos(\theta)} \quad (\text{A4.5})$$

Cette quantité représente l'impédance caractéristique en espace libre, d'une onde plane uniforme de polarisation perpendiculaire et évaluée dans une direction faisant un angle  $\theta$  par rapport à la direction de propagation.

Le plan de masse étant supposé infini, l'application de la loi de Snell, relative précisément au cas d'une onde qui vient illuminer une surface séparant deux milieux 1 et 2, va conduire à la relation:

$$k_o \sin(\theta) = k_d \sin(\theta_r) \quad (\text{A4.6})$$

avec:  $\theta$ , angle d'incidence

$\theta_r$ , angle réfléchi

$k_d$ , facteur de propagation dans le diélectrique, valant  $\sqrt{\epsilon_r} k_o$

L'impédance caractéristique dans le diélectrique peut se déduire de la relation (A4.7).

$$Z_{d_{\perp}} = \frac{j\omega\mu_o E_x}{j\omega k_d \cos(\theta_r) E_x} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \cos(\theta_r)}} = \frac{\eta_o}{\sqrt{\epsilon_r \cos(\theta_r)}} \quad (\text{A4.7})$$

Selon (A4.6), on peut exprimer  $\cos(\theta_r)$  suivant la relation:

$$\cos(\theta_r) = \sqrt{\frac{\epsilon_r - \sin(\theta)^2}{\epsilon_r}} \quad (\text{A4.8})$$

d'où

$$Z_{d_{\perp}} = \frac{\eta_o}{\sqrt{\epsilon_r - \sin(\theta)^2}} \quad (\text{A4.9})$$

$Z_{d_{\perp}}$  est ainsi l'impédance caractéristique exprimée dans le diélectrique d'une onde plane uniforme perpendiculaire au plan d'incidence, faisant un angle  $\theta$  par rapport à la direction de propagation.

D'après Wait[ ], la ligne précédente peut se ramener au schéma de la Figure A4.2

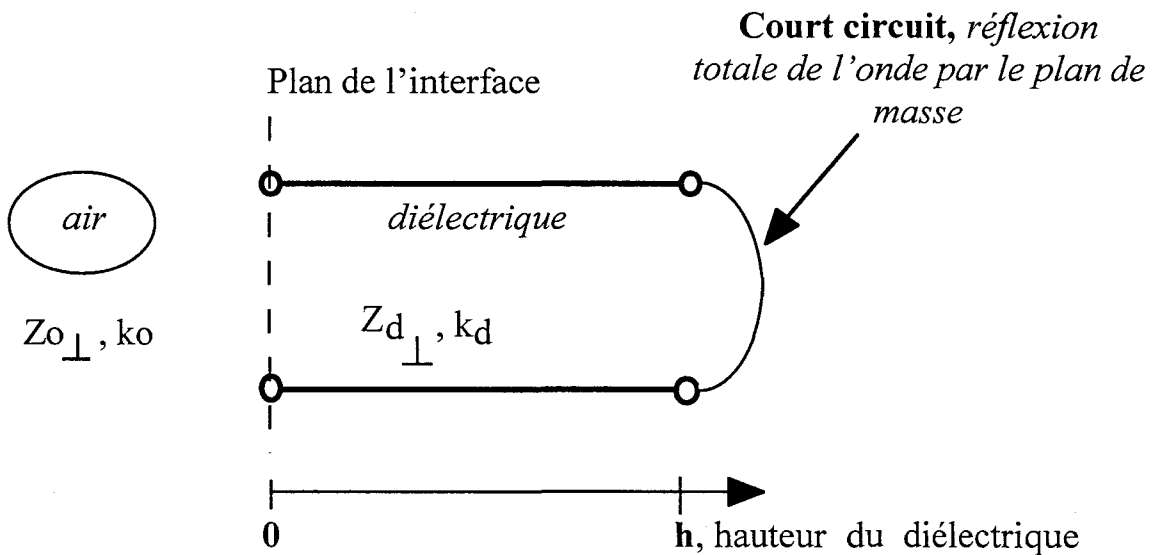


Figure A4.2. Représentation équivalente de la ligne.

Le calcul de l'impédance ramenée dans le plan d'incidence s'appuie sur la relation bien connue, où on suppose pour simplification que la ligne est sans pertes:

$$Z_{1\perp} = Z_{d\perp} \frac{Z_l + jZ_{d\perp} \tan(k_d h)}{Z_{d\perp} + jZ_l \tan(k_d h)} \quad (\text{A4.10})$$

avec:  $Z_l$ , impédance de charge, égale à 0 (court-circuit)

soit,

$$Z_{1\perp} = jZ_{d\perp} \tan(k_d h) \quad (\text{A4.11})$$

Le calcul du coefficient de réflexion, noté  $R_{\perp}$ , va donc naturellement se déduire de la relation usuelle.

$$R_{\perp} = \frac{Z_{1\perp} - Z_{o\perp}}{Z_{1\perp} + Z_{o\perp}} = \frac{jZ_{d\perp} \tan(k_d h) - Z_{o\perp}}{jZ_{d\perp} \tan(k_d h) + Z_{o\perp}} = -\frac{Z_{o\perp} - jZ_{d\perp} \tan(k_d h)}{Z_{o\perp} + jZ_{d\perp} \tan(k_d h)} \quad (\text{A4.12})$$

D'après les relations (A4.5) et (A4.7), la relation (A4.12) va se simplifier.

$$R_{\perp} = -\frac{\frac{\eta_o}{\cos(\theta)} - j \frac{\eta_o}{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2(\theta)}} \tan\left(k_o \sqrt{\epsilon_r \sin^2(\theta)} h\right)}{\frac{\eta_o}{\cos(\theta)} + j \frac{\eta_o}{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2(\theta)}} \tan\left(k_o \sqrt{\epsilon_r \sin^2(\theta)} h\right)} = \frac{1 - j \frac{\cos(\theta)}{v} \tan(k_o v h)}{1 + j \frac{\cos(\theta)}{v} \tan(k_o v h)} \quad (\text{A4.13})$$

$$\text{avec: } v = \sqrt{\epsilon_r - \sin^2(\theta)}$$

puisque le facteur de propagation dans le diélectrique, exprimé dans le repère (Oxvu), s'écrit d'après la relation (A4.3)  $k_d \cos(\theta)$  (direction de propagation u), soit  $k_o \sqrt{\epsilon_r - \sin^2(\theta)}$ .

Après simplifications, l'expression (A4.13) peut se réécrire sous la forme:

$$R_{\perp} = \frac{1 + j \frac{v}{\cos(\theta)} \cot \text{an}(k_o v h)}{1 - j \frac{v}{\cos(\theta)} \cot \text{an}(k_o v h)} \quad (\text{A4.14})$$

- *Champ électrique parallèle au plan d'incidence.*

La méthode est similaire mais il faut recalculer les impédances caractéristiques dans le cas où l'onde est polarisée parallèlement au plan d'incidence.

On va appliquer le principe de Babinet qui énonce, qu'en espace libre, si un champ  $(E_1, H_1)$  vérifie les équations de Maxwell

$$\begin{cases} \nabla \wedge E = -j\omega\mu_o H \\ \nabla \wedge H = j\omega\varepsilon_o E \\ \nabla D = 0 \\ \nabla B = 0 \end{cases} \quad (\text{A4.15})$$

alors un second champ  $(E_2, H_2)$  obtenu depuis  $E_1$  et  $H_1$  selon

$$E_2 = \mp \left( \frac{\mu_o}{\varepsilon_o} \right)^{\frac{1}{2}} H_1 \text{ et } H_2 = \pm \left( \frac{\varepsilon_o}{\mu_o} \right)^{\frac{1}{2}} E_1, \text{ est aussi solution.}$$

On peut donc déduire facilement selon ce principe, les expressions de  $Z_{o//}$  et  $Z_{d//}$ ; respectivement les impédances caractéristiques dans l'air et dans le diélectrique.

$$\text{- dans l'air: } Z_{o//} = -\frac{E'_v}{H'_x} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} H_v}{\sqrt{\frac{\varepsilon_o}{\mu_o}} E_x} = \eta_o \cos(\theta) \quad (\text{A4.16})$$



- dans le diélectrique: 
$$Z_{d//} = -\frac{E'_v}{H'_x} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} H_v}{\sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_o}{\mu_o}} E_x} = \frac{\mu_o}{\epsilon_r \epsilon_o} \frac{\sqrt{\epsilon_r} k_o \cos(\theta_r)}{\omega \mu_o}$$
 (A4.17)

Comme  $k_o \sqrt{\epsilon_r} \cos(\theta_r) = k_o \sqrt{\epsilon_r - \sin(\theta)^2}$  soit  $k_o v$ ,  $Z_{d//}$  peut se simplifier.

$$Z_{d//} = \eta_o \frac{\sqrt{\epsilon_r - \sin(\theta)^2}}{\epsilon_r} = \eta_o \frac{v}{\epsilon_r} \quad (\text{A4.18})$$

Le coefficient de réflexion à l'interface va alors s'écrire.

$$R_{//} = \frac{Z_{1//} - Z_{o//}}{Z_{1//} + Z_{o//}} \quad (\text{A4.19})$$

avec:  $Z_{1//} = jZ_{d//} \tan(k_o v h)$ ; impédance d'entrée à l'interface air-diélectrique.

d'où,

$$R_{//} = \frac{1 - j \frac{1}{\eta_o \cos(\theta)} \frac{\eta_o \sqrt{\epsilon_r - \sin(\theta)^2}}{\epsilon_r} \tan\left(k_o \sqrt{\epsilon_r - \sin(\theta)^2} h\right)}{1 + j \frac{1}{\eta_o \cos(\theta)} \frac{\eta_o \sqrt{\epsilon_r - \sin(\theta)^2}}{\epsilon_r} \tan\left(k_o \sqrt{\epsilon_r - \sin(\theta)^2} h\right)} \quad (\text{A4.20})$$

soit

$$R_{//} = \frac{1 - j \frac{v}{\epsilon_r \cos(\theta)} \tan(k_o v h)}{1 + j \frac{v}{\epsilon_r \cos(\theta)} \tan(k_o v h)} \quad (\text{A4.21})$$

