

7
jan 2000 6192
50316
1996
460

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Nicolas LAMBLAIN



**ETUDE DU BRASSAGE ELECTRONIQUE DE MODES
EN CHAMBRE REVERBERANTE APPLIQUE AUX
MESURES D'IMMUNITE ELECTROMAGNETIQUE**

Soutenu le 4 novembre 1996, devant la Commission d'Examen

Membres de jury: MM.	R. GABILLARD	Président
	D. DE ZUTTER	Rapporteur
	M. IANOZ	Rapporteur
	B. DEMOULIN	Directeur de thèse
	M. CHIVE	Examineur
	P. DEGAUQUE	Examineur
	D. SERAFIN	Invité
	Ph. DUMAS	Invité

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué, dans un premier temps, au Laboratoire de RadioPropagation et Electronique (LRPE) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (USTL) dirigé par Monsieur le Professeur P. DEGAUQUE. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, avoir assuré la tâche d'examineur et participé au jury.

Dans un deuxième temps, les études ont été menées au Centre d'Etudes de Gramat (CEG), service Activités Électromagnétiques, dirigé par Monsieur D. SERAFIN. Je tiens à lui adresser mes plus vifs remerciements pour m'avoir donné sa confiance, avoir participé au financement de mes recherches, jugé ce travail et participé au jury. Le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche a également soutenu financièrement cette thèse, je tiens à l'en remercier.

Je prie Monsieur le Professeur R. GABILLARD de bien vouloir trouver ici l'expression de ma reconnaissance et de mon plus profond respect pour m'avoir fait l'insigne honneur de juger ce travail et d'assurer la présidence du jury.

Monsieur le Professeur B. DEMOULIN a assuré la lourde tâche de diriger cette thèse. Je tiens à lui adresser mes plus vifs remerciements pour être toujours resté accessible et disponible, ce qui m'a permis de partager une partie de sa culture scientifique. Si, par bonheur, ce travail est jugé didactique et intéressant, il en est le principal responsable.

Messieurs les Professeurs D. DE ZUTTER de l'Université de Gand (B) et M. IANOZ de l'Ecole Polytechnique de Lausanne (CH) m'ont fait l'honneur d'assurer la tâche de rapporteur. Qu'ils reçoivent l'expression de ma profonde gratitude.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur M. CHIVE de l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique de Nord (IEMN) pour m'avoir honoré en acceptant de juger ce travail en tant qu'examineur. Mes remerciements vont également à Monsieur Ph. DUMAS, Responsable Recherche Compatibilité électromagnétique chez Renault S.A. qui m'a fait l'honneur d'examiner ce travail en tant qu'invité.

Tous les membres du LRPE et le personnel du CEG que j'ai côtoyés ont activement contribué à l'excellent contexte dans lequel s'est déroulée cette thèse. Tant d'un point de vue humain que scientifique et technique. Je ne peux pas.

faute de place, les citer tous, mais ils se reconnaîtront. Qu'ils trouvent ici l'expression de toute ma sympathie. Je les prie toutefois de m'excuser de citer F. PEZIN qui m'a apporté une aide infiniment précieuse en assurant le rôle de "cordon ombilical" entre Lille et Gramat, réduisant ainsi virtuellement l'espacement géographique entre les deux régions où mes recherches se sont déroulées.

Je remercie enfin Monsieur J.P. DEHORTER qui a assuré la reproduction de ce document.

INTRODUCTION GENERALE

Depuis l'invention du transistor en 1948, l'électronique a progressivement envahi notre environnement, jusqu'à pénétrer au plus profond du corps humain en assurant, par exemple, le fonctionnement des prothèses cardiaques. Elle est également le garant de notre sécurité en contrôlant aussi bien l'ABS des automobiles que notre dissuasion nucléaire. Aussi puissante que fragile, elle peut devenir inopérante à la suite d'un événement aussi naturel et courant que l'orage.

On recense également des sources de perturbations moins naturelles, sans être intentionnelles, comme les radiotéléphones mobiles ou les radars de navigation. Au sommet de l'échelle de gravité, se trouve pour l'instant l'impulsion électromagnétique d'origine nucléaire (IEMN) générée par l'explosion exoatmosphérique d'une arme atomique. Cette perturbation, tout à fait intentionnelle, produit, au niveau du sol et dans une zone à l'échelle continentale, des perturbations électromagnétiques dont les effets directs ou indirects sont redoutables pour les composants électroniques.

Une branche de l'électronique traite justement des interactions entre une perturbation électromagnétique et un système contenant des composants électriques ou électroniques. Il s'agit de la compatibilité électromagnétique (CEM). Le terme de "compatibilité" traduit le fait que deux équipements peuvent fonctionner correctement ensemble, sans se perturber l'un l'autre. L'essor considérable qu'a connu la CEM ces dernières années, et plus particulièrement depuis fin 95 n'est pas sans rapport avec une directive européenne datant du 3 mai 1989. Cette directive impose à tout équipement utilisant l'énergie électrique de satisfaire aux exigences de la compatibilité électromagnétique, précisées dans des normes, pour pénétrer ou circuler librement dans la Communauté Européenne.

Dans le domaine militaire, le terme de "CEM" n'est généralement pas employé car il s'agit essentiellement de se prémunir contre des menaces intentionnelles telles que l'IEMN ou des menaces micro-ondes plus localisées émanant d'armes nouvelles. Dans le fond, l'approche des problèmes est la même, seuls les amplitudes et les spectres des perturbateurs sont différents.

D'un point de vue économique, il est bien plus avantageux d'aborder l'aspect CEM d'un produit dès le début de sa conception. Aussi, la CEM commence à se subdiviser en branches distinctes mais complémentaires dont la maîtrise permet, en théorie, de garantir la fiabilité du produit. L'étude des perturbations et de leurs origines permet de situer le niveau de risque auquel sera soumis l'équipement. La connaissance des mécanismes de couplage est indispensable pour minimiser l'impact des agressions électromagnétiques, que ce soit par voie directe ou par voie indirecte, tant pour les perturbations conduites que les perturbations rayonnées. Dans de nombreux cas, la modélisation et la simulation numérique peuvent constituer un outil précieux lors de la phase de conception.

En phase finale de validation, l'essai en illumination réelle fait figure d'arbitre. C'est aux méthodes d'essai qu'est consacrée notre thèse, et plus particulièrement aux possibilités offertes par les chambres réverbérantes à brassage de modes.

Cette technique de mesure a fait son apparition vers la fin des années 60 mais ne connaît un réel essor que depuis le début des années 90. Le principe consiste à utiliser les propriétés des cavités surdimensionnées pour générer dans une cage de Faraday un champ électromagnétique homogène et isotrope. Pour obtenir de telles propriétés, un brasseur de modes est utilisé pour répartir uniformément l'énergie à l'intérieur de l'enceinte métallique. Bien des personnes possèdent, sans le savoir, un brasseur de modes à leur domicile. En effet, l'hélice rotative de certains fours à micro-ondes joue exactement ce rôle afin, précisément, de répartir uniformément la chaleur dans les aliments à réchauffer.

Au brassage de modes à l'aide d'un élément mécanique, s'est récemment ajoutée une technique de brassage basée sur l'excitation de la cavité à l'aide d'un signal à large spectre. Les recherches présentées dans ce document seront particulièrement axées sur l'évaluation de cette nouvelle technique : le brassage électronique de modes. Notre thèse a été effectuée au Laboratoire de RadioPropagation et Electronique (LRPE) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (USTL). Elle a reçu le soutien financier du Ministère de la Recherche et de l'Enseignement Supérieur, ainsi que du Centre d'Etudes de Gramat (CEG) dans le cadre d'un transfert technologique. L'objectif de ce transfert était précisément d'installer et exploiter une chambre réverbérante au CEG où s'est déroulée la dernière année de notre thèse.

Les avantages des chambres réverbérantes par rapport aux moyens d'illumination classiques sont multiples : investissement réduit, amplitude du champ électromagnétique plus élevée et temps d'exécution. L'isotropie du champ perturbateur permet par ailleurs de réduire le temps d'un essai, tout en assurant une excellente reproductibilité. Toute médaille ayant son revers, les inconvénients existent : la méthode n'est utilisable qu'à partir de quelques centaines de MHz et le principe de fonctionnement n'est pas encore totalement maîtrisé, malgré trente années d'existence. Nous espérons que ce travail apportera une pierre à l'édifice dans la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu lors du brassage de modes.

C'est précisément au principe de fonctionnement des chambres réverbérantes qu'est consacré le premier chapitre de notre thèse. L'approche classique consiste à aborder le problème par la description modale d'une cavité dont les dimensions sont importantes devant la longueur d'onde. Nous synthétiserons les travaux effectués par différents auteurs par cette approche. Comme nous le verrons, l'approche modale ne permet pas d'expliquer certains résultats expérimentaux, ce qui nous a conduits à proposer une approche quasi-optique dans laquelle le champ électromagnétique se comporte comme une variable aléatoire. Les propriétés d'ergodicité de cette variable permettent également d'expliquer les propriétés particulières des chambres réverbérantes, sans contredire les résultats expérimentaux.

Evidemment, le comportement des objets soumis à l'ambiance électromagnétique générée dans une chambre réverbérante est bien différent de celui observé en illumination de type onde plane polarisée. Le deuxième chapitre traite ce problème par l'étude de la puissance induite sur des antennes immergées dans une chambre réverbérante. Nous aborderons en premier lieu le cas des monopôles électrique pour généraliser ensuite au cas des antennes quelconques. Suivra une étude du coefficient de qualité de la chambre, notion bien utile pour relier l'amplitude du champ électromagnétique à la puissance injectée dans l'enceinte.

Le troisième et dernier chapitre est consacré aux applications concrètes des chambres réverbérantes pour la mesure d'immunité électromagnétique dans la gamme des micro-ondes. Seront successivement abordés la mesure d'efficacité de blindage, la recherche de fréquences caractéristique d'un système, les tests de susceptibilité et la mesure de perturbations émises. Nous discuterons également de la situation de la chambre réverbérante par rapport aux normes civiles actuellement en vigueur dans le domaine de la compatibilité électromagnétique.

SOMMAIRE

CHAPITRE I PRINCIPE DU BRASSAGE DE MODES

INTRODUCTION.....	2
I.1. APPROCHE MODALE.....	5
I.1.1. Modes propres d'une cavité parallélépipédique.....	5
I.1.1.1. Expression des champs.....	5
I.1.1.2. Spectre de modes.....	7
I.1.1.3. Dégénérescence modale.....	8
I.1.1.4. Densité de modes.....	9
I.1.2. Perturbation de la cavité.....	11
I.1.2.1. Influence des sources.....	11
I.1.2.2. Perturbation par des objets.....	14
I.1.2.3. Pertes dans les parois.....	19
I.1.3. Brassage mécanique de modes.....	20
I.1.3.1. Objectifs du brassage de modes.....	20
I.1.3.2. Action du brasseur en basse fréquence.....	20
I.1.3.3. Action du brasseur en haute fréquence.....	23
I.1.3.4. Choix de la vitesse de rotation du brasseur.....	26
I.1.4. Brassage électronique de modes.....	28
I.1.4.1. Principe du brassage électronique.....	28
I.1.4.2. Caractérisation statistique du champ.....	29
I.1.4.3. Limitations de l'approche modale.....	33
I.2. APPROCHE STATISTIQUE.....	38
I.2.1. De la cage de Faraday à la chambre réverbérante.....	38
I.2.2. Brassage électronique - approche qualitative.....	39
I.2.2.1. Paramètres statistiques de l'évolution spatiale du champ électrique.....	39
I.2.2.2. Paramètres statistiques de l'évolution fréquentielle (CW).....	41
I.2.2.3. Excursion fréquentielle à l'aide d'un bruit blanc.....	43
I.2.3. Approche quantitative - performances du brassage électronique.....	46
I.2.3.1. Recherche d'un critère d'homogénéité.....	46
I.2.3.2. Définition d'un critère spatial continu.....	46
I.2.3.3. Interprétation des résultats.....	51
I.2.4. Brassage mécanique - approche qualitative.....	52
I.2.5. Approche quantitative - performances du brassage mécanique.....	55
I.2.5.1. Choix d'un critère d'homogénéité.....	55
I.2.5.2. Estimation de l'homogénéité en brassage mécanique.....	56
I.2.5.3. Interprétation des résultats.....	60
CONCLUSION.....	61

CHAPITRE II COMPORTEMENT ELECTROMAGNETIQUE DES ANTENNES IMMERGEES EN CHAMBRE REVERBERANTE
--

II.1. ETUDE DU MONOPOLE ELECTRIQUE.....	64
II.1.1. Objectifs de l'étude.....	64
II.1.2. Description du dispositif expérimental.....	64
II.1.3. Mesure de la puissance induite	65
II.1.4. Approche théorique simplifiée	67
II.1.4.1. Modélisation du monopôle.....	67
II.1.4.2. Approximation basse fréquence.....	68
II.1.4.3. Approximation haute fréquence.....	69
II.1.4.4. Influence de l'impédance d'entrée.....	72
II.1.4.5. Influence du diagramme de rayonnement	73
II.1.5. Conclusions.....	75
II.2. COMPORTEMENT ELECTROMAGNETIQUE D'UNE ANTENNE QUELCONQUE.....	77
II.2.1. Notion d'onde plane équivalente	77
II.2.2. Antenne idéale immergée dans un champ isotrope	78
II.2.3. Relation entre densité de puissance et amplitude du champ.....	79
II.2.4. Impédance d'entrée d'une antenne en chambre réverbérante.....	80
II.2.4.1. Facteur de réflexion en cage de Faraday.....	80
II.2.4.2. Facteur de réflexion en brassage mécanique.....	81
II.2.4.3. Facteur de réflexion en brassage électronique.....	83
II.2.5. Mesure de l'amplitude du champ électromagnétique dans la chambre.....	83
II.2.6. Conclusions.....	85
II.3. COEFFICIENT DE QUALITE DE L'ENCEINTE.....	87
II.3.1. Définition.....	87
II.3.1.1. Cas général.....	87
II.3.1.2. Cas des cavités électromagnétiques.....	89
II.3.2. Détermination théorique en chambre réverbérante	90
II.3.2.1. Pertes dans les parois.....	90
II.3.2.2. Pertes dans les antennes.....	91
II.3.2.3. Pertes dans les objets sous test.....	92
II.3.2.4. Coefficient de qualité global.....	92
II.3.3. Détermination expérimentale du coefficient de qualité	94
II.3.3.1. Mesure des pertes d'insertion.....	94
II.3.3.2. Mesure du temps de relaxation.....	96
II.3.3.3. Hypothèses sur l'écart théorie / expérience.....	98
II.3.3.4. Application à l'estimation de l'amplitude du champ électromagnétique.....	102
II.3.4. Conclusions.....	103
CONCLUSIONS.....	104

CHAPITRE III APPLICATIONS DE LA CHAMBRE REVERBERANTE AUX MESURES D'IMMUNITE ELECTROMAGNETIQUE
--

INTRODUCTION.....	105
III.1. MESURES D'EFFICACITE DE BLINDAGE.....	107
III.1.1. Sur la définition de l'efficacité de blindage.....	107
III.1.2. Mesure d'efficacité de blindage par la technique de brassage mécanique.....	109
III.1.3. Technique de brassage électronique.....	112
III.1.4. Comparaison expérimentale.....	116
III.1.4.1. Brassage mécanique.....	116
III.1.4.2. Interprétation des fluctuations.....	118
III.1.4.3. Brassage électronique.....	119
III.2. ESTIMATION DES FREQUENCES CARACTERISTIQUES D'UN	
 SYSTEME.....	122
III.2.1. Position du problème.....	122
III.2.2. Description du dispositif testé.....	123
III.2.3. Mesure en chambre réverbérante.....	125
III.2.3.1. Brassage mécanique.....	125
III.2.3.2. Brassage électronique.....	127
III.2.4. Cas des résonances étroites par rapport à la largeur de bruit.....	128
III.3. MESURES DE SUSCEPTIBILITE ELECTROMAGNETIQUE.....	133
III.3.1. Définitions.....	133
III.3.2. Objectifs visés par cette étude.....	133
III.3.3. Description du module de test.....	134
III.3.4. Essai en chambre anéchoïque.....	135
III.3.5. Essai en chambre réverbérante.....	138
III.3.5.1. Schéma synoptique de la mesure.....	138
III.3.5.2. Ajustage de la puissance injectée à l'antenne d'émission.....	139
III.3.5.3. Détermination du seuil de dysfonctionnement.....	141
III.3.5.4. Interprétation des résultats.....	143
III.4. MESURES DE PERTURBATIONS EMISES.....	151
III.5. LA CHAMBRE REVERBERANTE DANS LE CONTEXTE NORMATIF.....	153
CONCLUSION.....	156
CONCLUSIONS GENERALES.....	159
ANNEXE A - Champ électromagnétique dans une cavité parallélépipédique.....	164
ANNEXE B - Capteurs de champ électrique et magnétique.....	174
BIBLIOGRAPHIE.....	177

CHAPITRE I
PRINCIPE DU BRASSAGE DE MODES

INTRODUCTION

Puisque tout système fonctionnant grâce à l'énergie électrique risque d'être perturbé par une agression électromagnétique, il convient de tester la résistance de ce système face à de tels risques. Evidemment, le résultat de cet essai se doit d'être reproductible. Deux mesures effectuées à une journée d'intervalle ou dans deux laboratoires différents ne pourront s'écarter de quelques dB, sous peine de rendre peu crédible la méthode de test. C'est pourquoi les ingénieurs en électromagnétisme se sont naturellement tournés vers des moyens d'essai reproduisant la propagation d'une onde plane. Une telle onde est, par définition, caractérisée par l'existence de plans équiphasés et équiamplitudes. De surcroît, si on s'éloigne suffisamment de l'antenne d'émission, le champ décroît en raison inverse de la distance, ce qui permet de disposer d'un certain volume où l'amplitude du champ est quasiment constante. Dans le jargon de l'électromagnétisme, on utilise le terme de "zone uniforme" à l'intérieur de laquelle le champ est considéré comme homogène.

Hélas, une telle onde plane ne s'obtient pas aisément. Une première solution consiste à utiliser un site de grandes dimensions vidé de tous les éléments susceptibles de perturber la mesure par des réflexions parasites. On parle alors de site de "champ libre". Cette solution présente plusieurs inconvénients. Premièrement, de tels sites sont difficilement envisageables en zone urbaine, ils sont donc réservés à quelques privilégiés de la province, bien que certains y verront là un avantage... Deuxièmement, il n'y a aucune isolation entre la zone de test et le monde extérieur. Autrement dit, l'expérience pourra être bruitée par l'omniprésence d'ondes électromagnétiques "légales" telles que, par exemple, les émetteurs de télédiffusion ou radiodiffusion. Inversement, on émettra inmanquablement de l'énergie électromagnétique dans une bande de fréquence non autorisée. Troisièmement, de tels sites ne sont pas utilisables par mauvais temps. Finalement, on ne pourra jamais s'affranchir de l'influence du sol dont la conductivité n'est pas nulle, ce qui engendre des réflexions parasites.

Une deuxième solution consiste à s'isoler dans une cage de Faraday. Dans ce cas, l'intérieur et l'extérieur de la cage sont complètement isolés d'un point de vue électromagnétique. Bien entendu, cette solution permet de s'affranchir également des conditions météorologiques. Concernant les réflexions parasites sur les parois de l'enceinte, il suffit de recouvrir celles-ci d'absorbants électromagnétiques. C'est le concept de chambre anéchoïque. Ce terme provient du vocabulaire des acousticiens qui ont utilisé cette technique pour éliminer les réflexions des ondes sonores (échos) sur les parois. En acoustique, on rencontrera également le terme de "chambre sourde".

Les chambres anéchoïques souffrent cependant de quelques inconvénients. Le premier est d'ordre économique. En effet, les absorbants électromagnétiques ont un coût assez élevé et doivent généralement être protégés par l'installation d'un dispositif anti-incendies. Toutefois, se sont récemment développés des absorbants à base de matériaux ferromagnétiques

multicouches [1] ou de fils croisés chargés de ferrite [2], ce qui permet d'atteindre des coûts plus compétitifs. Cette solution n'est toutefois pas utilisable au-delà du GHz.

Deuxièmement, le volume disponible dans l'enceinte se trouve réduit de manière non négligeable par la présence même des absorbants. Il devient dès lors difficile d'éloigner suffisamment l'émetteur du récepteur afin de se placer dans des conditions de champ lointain. Cet inconvénient peut être contourné par l'emploi de bases compactes [3] fondées sur l'utilisation d'un réflecteur parabolique. Le rapport minimum entre la taille du miroir et de la longueur d'onde, limite hélas cette technique aux hautes fréquences.

Finalement, comme pour les sites de champ libre, on dispose peut-être d'une zone uniforme où le champ est plus ou moins homogène mais sûrement pas isotrope. La polarisation de l'onde dépend directement de la manière dont l'antenne émettrice est disposée. Puisque tout système à tester possède son propre diagramme de rayonnement, il convient de lui faire subir une rotation, afin d'exposer successivement toutes ses faces à l'onde générée. Ceci impose l'utilisation d'un plateau tournant sur lequel on disposera le système. D'une part, la facture s'en trouve encore alourdie, d'autre part, cette rotation allonge considérablement le temps de l'essai.

Encore une fois, c'est de l'acoustique que viendra une troisième solution. A la décharge des électromagnéticiens, rappelons que c'est en 1686 que Newton explique les mécanismes de propagation du son. Ce n'est qu'en 1861 que Maxwell prédit l'existence d'ondes électromagnétiques qui seront découvertes 25 ans plus tard par Hertz. Bien sûr, ceci n'enlève rien aux mérites des acousticiens, et plus particulièrement Sabine [4], qui eut l'excellente idée de retirer les absorbants des parois d'une chambre anéchoïque. En électromagnétisme, on revient donc au concept de cage de Faraday, qui n'est pas spécialement propice à la propagation d'ondes planes. Non seulement, les fréquences de résonance de la cage provoquent d'importantes fluctuations fréquentielles de l'amplitude du champ, mais en plus, le caractère stationnaire des ondes rend le champ hautement inhomogène.

Cette idée n'aurait eu que peu d'intérêt sans inventer un artifice permettant d'obtenir un champ (champ de pression acoustique ou champ électromagnétique) homogène. Il s'agit d'un réflecteur de grande dimension par rapport à la longueur d'onde, dont la rotation va engendrer des fluctuations temporelles de l'amplitude du champ. C'est le concept de chambre réverbérante. Ce qui est assez remarquable, c'est que le champ devient alors statistiquement homogène et, qui plus est, isotrope. Cette isotropie, dont on ne bénéficie pas en chambre anéchoïque, constitue un avantage considérable. En effet, il n'est plus nécessaire de faire subir au système sous test de quelconque rotation puisque toutes ses faces sont illuminées par le champ incident.

Un deuxième avantage provient du fait que la réflexion sur les parois permet d'atteindre des champs d'amplitude élevée, malgré l'utilisation de sources de puissance relativement modestes. Là encore, le gain d'un point de vue économique est conséquent.

A cette solution, baptisée "brassage mécanique de modes", vient s'ajouter une approche nouvelle, introduite en 1991 par T. Loughry [5]. Cette approche consiste à remplacer le

brasseur mécanique par l'utilisation d'un signal à large couverture spectrale. Par opposition à l'action d'une pièce mécanique, cette technique de brassage est qualifiée d'électronique. Le brassage électronique de modes permet de réduire encore le temps d'exécution de l'expérience.

Notre premier chapitre est consacré à la description des phénomènes physiques qui permettent d'expliquer l'homogénéité et l'isotropie du champ, autant par le brassage mécanique que par le brassage électronique. Dans un premier temps, nous baserons notre effort de compréhension sur la théorie modale des cavités électromagnétiques. Cette approche, adoptée par de nombreux auteurs, peut être considérée comme une approche classique, nous en synthétiserons les principaux résultats.

Nous montrerons toutefois que cette approche modale a ses limites, notamment dans la partie haute du spectre. Certains résultats expérimentaux sont en apparente contradiction avec le comportement que laisserait prévoir une approche basée sur une succession de fréquences de résonance de plus en plus rapprochées.

C'est la raison pour laquelle la deuxième partie de ce chapitre est consacrée à une description statistique du comportement électromagnétique de la chambre réverbérante. Cette approche, plus novatrice, nous permettra d'aborder le brassage de modes sous un angle complètement différent. Cette approche consiste à considérer le champ électromagnétique comme une variable aléatoire. Les propriétés d'ergodisme de cette variable entre ses différentes représentations possibles permettent de comprendre de quelle manière l'homogénéité et l'isotropie sont obtenues par le brassage mécanique et électronique.

I. PRINCIPE DU BRASSAGE DE MODES

I.1. APPROCHE MODALE

I.1.1. Modes propres d'une cavité idéale

I.1.1.1. Expression des champs

On suppose dans un premier temps que la cavité est idéale et donc représentée par un volume parfaitement parallélépipédique délimité par des parois supposées infiniment conductrices. Le système d'axes le plus approprié est un repère cartésien orthonormé Oxyz dans lequel les dimensions de la cavité sont notées a , b et d , comme indiqué Figure I-1. La dernière dimension est notée d pour éviter la confusion avec la vitesse de la lumière dans le vide notée c .

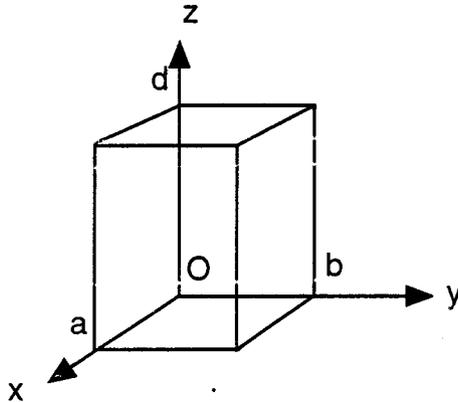


Figure I-1 Cavité parallélépipédique dans un repère orthonormé.

L'espace intérieur de la cavité est assimilé au vide (permittivité diélectrique ϵ_0 et perméabilité magnétique μ_0) où il n'existe ni charges électriques, ni courants. Le champ électromagnétique vérifie alors l'équation de propagation de Helmholtz :

$$(\nabla^2 \Psi + k^2 \Psi) = 0 \quad (\text{I-1})$$

où Ψ est une fonction d'onde qui représente indifféremment le champ électrique E ou le champ magnétique H . Les solutions sont appelées fonctions propres de l'équation et dépendent des valeurs propres k définies par

$$k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \quad (\text{I-2})$$

Des solutions de (I-1) peuvent être trouvées pour chaque direction de propagation Ox, Oy ou Oz. Pour chacune de ces directions, on distingue deux types de solutions ou modes : les premiers de type transverse électrique (TE) et les seconds de type transverse magnétique (TM). La solution générale sera alors une combinaison linéaire de toutes ces solutions particulières. Suivant la direction Ox, on distinguera des modes TE^(x) pour lesquels $E_x=0$, et

des modes $TM^{(x)}$ pour lesquels $H_x=0$. De la même façon, seront solution de (I-1) les modes $TE^{(y)}$, $TM^{(y)}$, $TE^{(z)}$ et $TM^{(z)}$. Par analogie avec les guides d'ondes où Oz est souvent référencé comme la direction de propagation, on se focalisera sur les modes $TE^{(z)}$ et $TM^{(z)}$, bien qu'il faille garder à l'esprit la présence des autres modes.

Pour résoudre l'équation de propagation dans un repère cartésien, on suppose que l'on peut séparer les variables, de sorte que le champ E, par exemple, puisse s'écrire

$$E = E_0 f_1(x) f_2(y) f_3(z) \quad (I-3)$$

Dans ces conditions, les fonctions f_i seront des fonctions trigonométriques d'argument (xk_x) , (yk_y) et (zk_z) où on aura posé

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (I-4)$$

Les conditions aux limites sont données par un champ électrique tangential et un champ magnétique normal nuls sur les parois. Ces contraintes impliquent que les nombres d'onde doivent satisfaire les relations:

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad k_y = \frac{n\pi}{b} \quad k_z = \frac{p\pi}{d} \quad (I-5)$$

où m, n et p sont des entiers positifs ou nuls. L'obtention de l'expression exacte du champ qui tient compte des conditions aux limites est détaillée dans l'annexe A où nous avons synthétisé les calculs de BALANIS [6]. Nous présentons ici le résultat pour un mode $TE^{(z)}$ et un mode $TM^{(z)}$

$$\text{mode } TE^{(z)} \quad E = \begin{cases} E_x = \frac{k_y}{\epsilon_0} A_{mnp} \cos(xk_x) \sin(yk_y) \sin(zk_z) \\ E_y = -\frac{k_x}{\epsilon_0} A_{mnp} \sin(xk_x) \cos(yk_y) \sin(zk_z) \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (I-6a)$$

$$H = \begin{cases} H_x = j \frac{k_x k_z}{\omega \epsilon_0 \mu_0} A_{mnp} \sin(xk_x) \cos(yk_y) \cos(zk_z) \\ H_y = j \frac{k_y k_z}{\omega \epsilon_0 \mu_0} A_{mnp} \cos(xk_x) \sin(yk_y) \cos(zk_z) \\ H_z = -j \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega \epsilon_0 \mu_0} A_{mnp} \cos(xk_x) \cos(yk_y) \sin(zk_z) \end{cases} \quad (I-6b)$$

$$\text{mode TM}^{(z)} \quad \mathbf{E} = \begin{cases} E_x = j \frac{k_x k_z}{\omega \epsilon_0 \mu_0} B_{mnp} \cos(xk_x) \sin(yk_y) \sin(zk_z) \\ E_y = j \frac{k_y k_z}{\omega \epsilon_0 \mu_0} B_{mnp} \sin(xk_x) \cos(yk_y) \sin(zk_z) \\ E_z = -j \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega \epsilon_0 \mu_0} B_{mnp} \sin(xk_x) \sin(yk_y) \cos(zk_z) \end{cases} \quad (\text{I-7a})$$

$$\mathbf{H} = \begin{cases} H_x = \frac{k_y}{\mu_0} B_{mnp} \sin(xk_x) \cos(yk_y) \cos(zk_z) \\ H_y = \frac{k_x}{\mu_0} B_{mnp} \cos(xk_x) \sin(yk_y) \cos(zk_z) \\ H_z = 0 \end{cases} \quad (\text{I-7b})$$

où A_{mnp} et B_{mnp} sont des coefficients de pondération qui se calculent à partir de l'énergie emmagasinée par la cavité. Ces expressions sont bien entendu à multiplier par $\exp(j\omega t)$ pour tenir compte de la variation temporelle.

Les expressions (I-6) et (I-7) correspondent à une représentation complexe du champ. La valeur instantanée est alors donnée par la partie réelle de ces expressions. La présence du facteur j qui multiplie soit le champ électrique, soit le champ magnétique, signifie que \mathbf{E} et \mathbf{H} sont en quadrature. Le vecteur de Poynting est purement imaginaire, ce qui correspond à une puissance électromagnétique réactive. En d'autres termes, pendant une période, l'énergie passe alternativement de la forme électrique à la forme magnétique.

Les variations spatiales des champs décrites par ces équations correspondent à des ondes stationnaires, ce qui se traduit par une périodicité spatiale où les ventres et les noeuds de champ sont régulièrement espacés. Les contraintes sur les nombres d'onde impliquent que ces modes n'existent que pour certaines fréquences dites fréquences propres ou fréquences de résonance. En combinant (I-2), (I-4) et (I-5), on obtient

(I-8)

I.1.1.2. Spectre de modes

L'existence de fréquences de résonance marque une différence fondamentale avec le fonctionnement d'un guide d'onde où l'énergie se propage suivant une direction particulière. Dans un guide d'onde, un mode peut se propager pour toutes les fréquences supérieures à sa fréquence de coupure. Dans une cavité idéale, chaque mode n'existe que pour une seule et unique fréquence qui dépend de l'ordre de résonance (mnp) et des dimensions de la cavité. Un guide d'onde sera caractérisé par son diagramme de dispersion $F(\omega, \mathbf{k})$ alors qu'à une cavité, on

associera un spectre de modes $S(f)$, sorte de signature fréquentielle, représentée par une suite d'impulsions de Dirac, ou raies, situées aux fréquences de résonance:

$$S(f) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \alpha_{mnp} \delta(f - f_{mnp}) \quad (I-9)$$

Chaque raie est affectée d'un poids α_{mnp} qui compte le nombre de modes dont la fréquence de résonance est f_{mnp} . En effet, si deux des entiers m , n ou p sont nuls, l'analyse de (I-6) et (I-7) montre que le champ est identiquement nul et le mode correspondant est affecté d'un poids nul ($\alpha_{mnp} = 0$). Dans les autres cas, on peut avoir :

$m > 0$	$n > 0$	$p = 0$	il existe un mode TM	$\alpha_{mnp} = 1$
$m > 0$	$n = 0$	$p > 0$	il existe un mode TE	$\alpha_{mnp} = 1$
$m = 0$	$n > 0$	$p > 0$	il existe un mode TE	$\alpha_{mnp} = 1$
$m > 0$	$n > 0$	$p > 0$	un TE + un TM	$\alpha_{mnp} = 2$

Ceci permet de tracer le spectre de modes (Figure I-2) pour une cavité rectangulaire de dimensions quelconques.

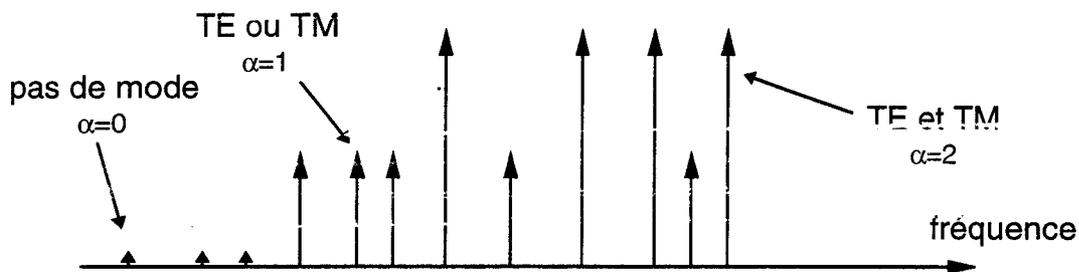


Figure I-2. Spectre de modes d'une cavité rectangulaire

I.1.1.3. Dégénérescence modale

Par définition, des modes sont dits dégénérés lorsqu'ils ont la même fréquence de résonance mais une carte de champ différente. C'est le cas par exemple pour les modes dont aucun des entiers m , n ou p n'est nul. On sait en effet que, dans ce cas, un mode TE et un mode TM coexistent et ils sont dégénérés. Dans la littérature, ce phénomène est appelé dégénérescence "TE/TM".

Une autre forme de dégénérescence peut survenir lorsque l'une des dimensions de la cavité est multiple d'une autre. Par exemple, si $b=2a$, on vérifie aisément que quel que soit p , $f_{10p}=f_{02p}$. Puisque cette dégénérescence est due à un rapport particulier des dimensions de la cavité, nous l'appellerons dégénérescence "dimensionnelle". Plus généralement, on trouvera toujours des modes dégénérés puisqu'on peut écrire qu'une des dimensions est le produit d'une autre par un réel R rationnel. Par exemple, pour une cavité bidimensionnelle, on peut écrire $b=Ra$. Dans ce cas, deux modes d'ordre (m_1, n_1) et (m_2, n_2) seront dégénérés s'ils satisfont la relation

$$R^2 m_1^2 + n_1^2 = R^2 m_2^2 + n_2^2$$

Cette équation possède une infinité de solutions. Puisque R est rationnel, on peut l'écrire sous forme de fraction. Plus le dénominateur sera grand, plus les entiers m_1 , n_1 , m_2 , et n_2 satisfaisant cette relation seront élevés. Transposé dans le domaine fréquentiel, cela signifie que les modes dégénérés "rationnellement" n'existeront qu'en haute fréquence. Le cas limite correspond à R irrationnel et dans ce cas, la dégénérescence citée n'existe pas.

Une dégénérescence modale trop importante nuit à l'efficacité du brassage de modes dans les basses fréquences. Autrement dit, une chambre cubique sera moins efficace en BF qu'une chambre, de même volume, aux dimensions quelconques. Bien entendu, il n'est pas possible de choisir des dimensions dans un rapport irrationnel deux à deux. En effet, si deux nombres correspondent à des dimensions mesurées, leur rapport est, par définition, un nombre rationnel.

Finalement, il faut garder à l'esprit que les champs que nous avons décrits jusqu'à présent sont des modes TE et/ou TM suivant Oz. Les solutions de la forme $TE^{(x)}$, $TM^{(x)}$, $TE^{(y)}$ et $TM^{(y)}$ doivent également être prises en compte et sont toutes dégénérées pour un triplet (mnp) donné. Il s'agit d'une dernière forme de dégénérescence que nous appellerons "axiale". On ne peut pas, dans une cavité parfaitement rectangulaire, éviter cette dégénérescence.

I.1.1.4. Densité de modes

Une information intéressante est le nombre de modes dont la fréquence de résonance est comprise dans une bande Δf autour d'une fréquence f_0 . Pour obtenir cette information, on construit la fonction $N_e(f)$ qui compte le nombre exact de modes dont la fréquence de résonance est inférieure à f . Cette fonction se calcule en intégrant le spectre de modes et se présente comme une suite d'échelons d'amplitude α_{mnp} :

$$N_e(f) = \int_0^f S(v) dv = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \alpha_{mnp} \Gamma(f - f_{mnp}) \quad (I-10)$$

où $\Gamma(f - f_{mnp})$ est définie par : $\Gamma=0$ si $f < f_{mnp}$, $\Gamma=1$ si $f > f_{mnp}$. Cette forme n'est guère exploitable puisqu'elle réclame un traitement informatique. Liu *et al* [7] donnent une approximation $N_a(f)$ de (I-10) sous forme analytique. Leur approche consiste à admettre que le nombre de modes suit une fonction continue de la fréquence. En comptant le nombre de modes dont le nombre d'onde est compris entre k et $k+dk$ et en revenant ensuite dans le domaine fréquentiel, ils obtiennent une très bonne approximation de la densité de modes. Bien que relativement simple d'un point de vue conceptuel, leur calcul fait appel à des notions mathématiques ardues comme l'utilisation des formules de sommation de Poisson appliquées à la transformée de Fourier. Tenant compte de la dégénérescence TE/TM pour chaque type de mode, ils arrivent au résultat suivant:

$$N_a(f) = \frac{8\pi V}{3c^3} f^3 - \frac{(a + b + d)}{c} f + \frac{1}{2} \quad (I-11)$$

En haute fréquence, le premier terme est prépondérant et $N_a(f)$ devient:

$$N_a(f) = \frac{8\pi V}{3c^3} f^3 \quad (\text{I-12})$$

Il est intéressant de remarquer que $N_a(f)$ est très peu différente (à un facteur $\pi/3$ près) du nombre de cubes d'arête $\lambda/2$ que l'on peut disposer dans le volume V de la cavité.

$$N_a(f) \cong \frac{V}{(\lambda/2)^3} \quad (\text{I-13})$$

L'intérêt de cette approximation est essentiellement mnémotechnique. La densité de modes $D(f)$ va donc exprimer le nombre de modes de résonance dans une bande de fréquence de 1 Hz. C'est ici que la formulation analytique se révèle précieuse, puisqu'on peut la dériver.

$$D(f) = \frac{\partial N_a(f)}{\partial f} = \frac{8\pi V}{c^3} f^2 \quad (\text{I-14})$$

A ce stade, il est assez intéressant de remarquer que la relation (I-14) est connue en thermodynamique statistique. En effet, si on considère une cavité cubique remplie d'un gaz de photons, le nombre d'états quantiques dont l'énergie correspond à une fréquence comprise entre f et $f+df$ est donnée par une relation tout à fait identique [8].

Ainsi, le nombre de modes disponibles dans une bande de fréquence Δf autour de f_0 (on suppose $\Delta f \ll f_0$) est donné par

$$N(\Delta f, f_0) = \frac{8\pi V f_0^2}{c^3} \Delta f \quad (\text{I-15})$$

Par exemple, pour la chambre réverbérante installée au LRPE ($V=14\text{m}^3$), et dans une bande de 10 MHz, on dénombre environ 210 modes autour de 1 GHz.

Il peut être également intéressant de connaître l'espacement fréquentiel moyen δf entre deux fréquences de résonance successives. Cette grandeur est, en première approximation, inversement proportionnelle à la densité de modes.

$$\delta f = \frac{K}{D(f)} \quad (\text{I-16})$$

où K est un coefficient qui tient compte du fait que certains modes sont dégénérés. En haute fréquence, la plupart des modes sont dégénérés et K est proche de 2.

I.1.2. Perturbations de la cavité

La cavité idéale dont nous venons de rappeler brièvement quelques propriétés n'existe évidemment pas. En pratique, il faut tenir compte de diverses perturbations qui modifieront le comportement électromagnétique de la cavité. Ces perturbations peuvent revêtir diverses formes : présence des sources qui sont à l'origine du rayonnement, présence d'objets situés à l'intérieur de la cavité, pertes dans les parois, fuites,... Bien qu'il devienne alors difficile, voire impossible, de connaître la distribution spatiale du champ lorsque sont introduites ces perturbations, il est possible de prévoir certains effets attribuables à certaines de ces perturbations. Ceci nous permettra de connaître quelles sont les conditions à respecter pour que le concept de modes soit encore utilisable. Pour cela, nous passerons en revue trois types de perturbation : l'influence des sources, l'influence des objets immergés dans la cavité et l'influence des pertes.

I.1.2.1. Influence des sources

L'équation différentielle homogène (I-1) ne tient pas compte des sources (J, ρ) à l'origine du champ électromagnétique. Si on place une antenne dans la cavité, celle-ci rayonnera de l'énergie suivant son diagramme de rayonnement qui lui est propre. Cette énergie interagira ensuite avec la cavité pour produire des ondes stationnaires dont la distribution spatiale pourra être quelconque. Pour bien comprendre ce que peut nous apporter la notion de mode de résonance, nous ferons une analogie avec un problème mécanique : la vibration d'une corde élastique fixée à ses deux extrémités.

La longueur initiale de la corde est notée L et on place l'origine des abscisses sur une extrémité de la corde. La fonction $A(z)$ désigne l'écartement de la corde par rapport à sa position de repos (Figure I-3).

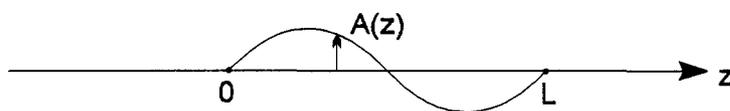


Figure I-3. Corde élastique en oscillation libre

Les modes d'oscillation libre de la corde sont des fonctions sinusoïdales de la forme $A(z) = A_n \sin(k_n z)$ où $k_n = n\pi/L$, avec $n=1, 2, 3, \dots$. Supposons maintenant qu'un générateur fixé à la corde à l'abscisse z_g fasse vibrer la corde de manière très lente, de sorte que celle-ci soit toujours tendue, comme indiqué Figure I-4

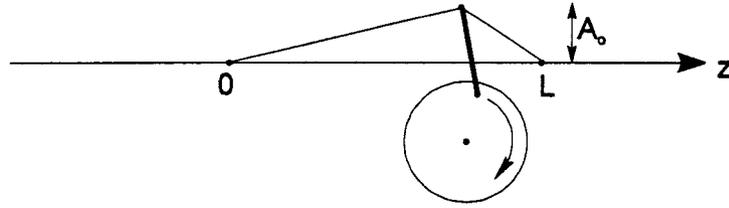


Figure I-4. Corde élastique en oscillation lente forcée

$A(z)$ est définie dans l'intervalle $[0,L]$ mais rien ne nous interdit de reproduire cette fonction en dehors de cet intervalle de manière à la rendre périodique (Figure I-5).

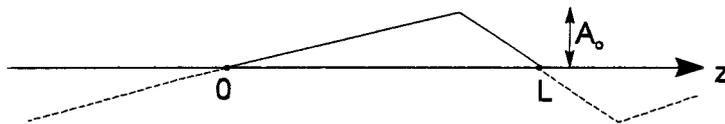


Figure I-5. $A(z)$ est rendue périodique

Puisque $A(z)$ est périodique, on peut la décomposer en séries de Fourier :

$$A(z) = B_0 + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \sin(m\Omega z) + \sum_{m=1}^{\infty} B_m \cos(m\Omega z) \quad (\text{I-17})$$

où Ω est la pulsation spatiale définie par $\Omega=2\pi/2L$. Etant donné les conditions aux limites définies par $A(0) = A(L) = 0$, les coefficients B_0 et B_m sont nuls et les A_m sont donnés par

$$A_m = \frac{2}{2L} \int_0^{2L} A(z) \sin\left(\frac{\pi m z}{L}\right) dz \quad (\text{I-18})$$

La représentation graphique de la série des A_m (en module) est reproduite sur la Figure I-6.

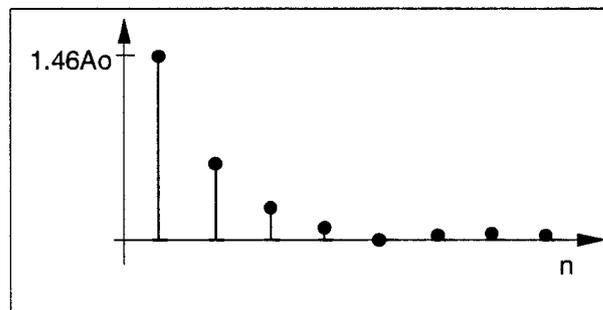


Figure I-6 Décomposition de l'oscillation en séries de Fourier

$A(z)$ est ainsi décrite par une combinaison linéaire de fonctions de base qui ne sont autres que les oscillations libres de la corde. Lorsque la corde oscille sur un autre mode qu'un de ces modes propres, on peut considérer qu'une infinité de modes propres sont excités

simultanément, bien que la corde oscille à une fréquence quelconque qui ne correspond pas forcément à une fréquence d'oscillation libre. On se rend donc bien compte que dans le cas d'une oscillation forcée, la correspondance entre mode propre et fréquence propre est moins évidente que dans le cas d'une oscillation libre.

Si on considère maintenant le couple qu'il faut fournir au générateur pour entretenir une oscillation, il sera plus facile de générer un mouvement de la corde lorsqu'on l'excite sur une fréquence de résonance. En d'autres termes, le rapport entre l'amplitude du mouvement et la puissance fournie par le générateur sera grand lorsque l'on excite la corde sur une de ses fréquences de résonance.

Ce raisonnement peut très bien être transposé à notre cavité électromagnétique puisque la notion de décomposition en séries de Fourier s'applique également dans un espace à trois dimensions. C'est-à-dire que, pour une puissance donnée de la source, si l'on excite la cavité en dehors d'une de ses fréquences de résonance, l'amplitude du champ électromagnétique sera très faible. Ce qu'on peut représenter par une décomposition en modes dont chaque raie aura une amplitude négligeable (Figure I-7)

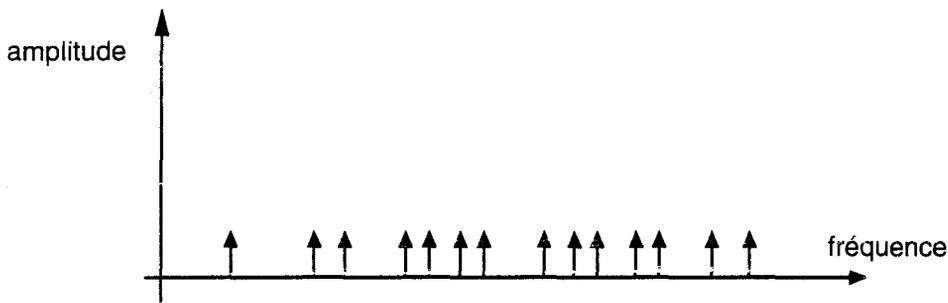


Figure I-7. Décomposition du champ en fonctions de base (hors résonance)

Au contraire, lorsque la fréquence de la source coïncide avec une fréquence de résonance de la cavité, l'amplitude du champ sera maximale. Si on représente la distribution du champ par une décomposition modale, cela correspondra à une décomposition où une seule raie prendra une amplitude significative (Figure I-8)

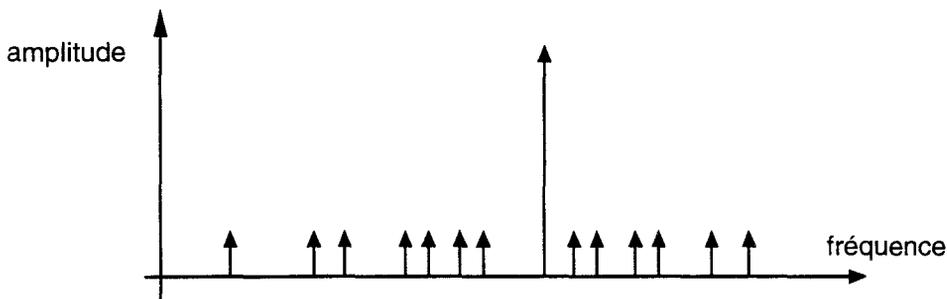


Figure I-8. Décomposition du champ en fonctions de base (résonance)

Une telle représentation du champ à partir des fonctions de base de la cavité idéale suppose toutefois que l'antenne n'est pas trop volumineuse, de sorte que la géométrie globale de la

cavité ne soit pas profondément modifiée par l'immersion de l'antenne. Si cette dernière n'est pas "discrète", elle modifiera le spectre de modes, comme nous le montrons dans le paragraphe qui suit.

I.1.2.2. Perturbation par des objets

On ne considérera ici que des objets métalliques, c'est-à-dire qui n'introduisent pas de pertes. Si cet objet est de dimension importante comparée aux dimensions de la cavité, il introduira de nouvelles conditions aux limites et le spectre de modes sera totalement différent du spectre caractéristique de la cavité vide. Si, par contre, la dimension de l'objet perturbateur est telle que la géométrie globale de la cavité n'est pas profondément modifiée, le spectre de modes ne sera que légèrement perturbé, d'une façon que nous nous proposons d'illustrer par une expérience.

Cette expérience consiste à mesurer l'évolution de la puissance transmise d'une antenne d'émission à une antenne de réception toutes deux installées dans la chambre réverbérante du LRPE. Ces antennes sont de type filaire ; elles sont constituées d'un conducteur cylindrique distant de 15 cm des parois et longeant trois parois orthogonales deux à deux. La configuration d'une antenne, schématisée Figure I-9, permet de couvrir toutes les polarisations du champ électromagnétique.

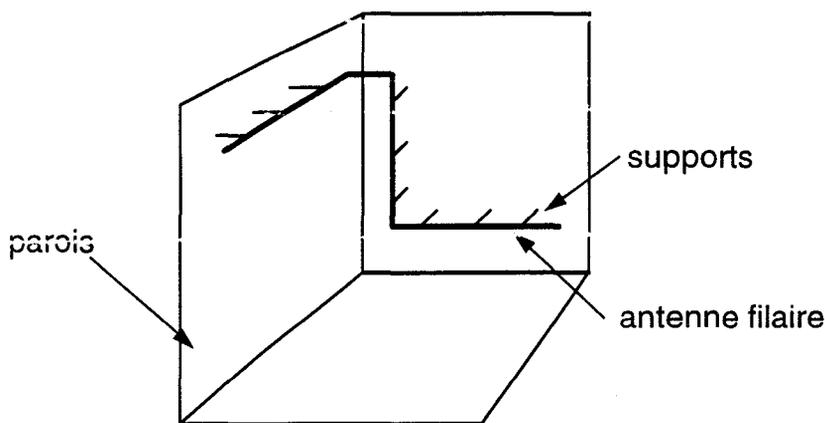


Figure I-9. Antennes filaires installées dans la cavité

La mesure des dimensions de la cavité permet de localiser sur le spectre de modes les fréquences de résonances théoriques. Ces dimensions, mesurées avec une incertitude d'environ 1 cm sont:

$$\begin{aligned} a &= 1.94 \text{ m} \\ b &= 2.56 \text{ m} \\ d &= 2.80 \text{ m} \end{aligned}$$

La puissance injectée sur l'antenne d'émission est de 0 dBm. La puissance recueillie sur l'antenne de réception est présentée Planche I-1 où une raie dans le bas de la courbe a été tracée pour chaque fréquence de résonance théorique.

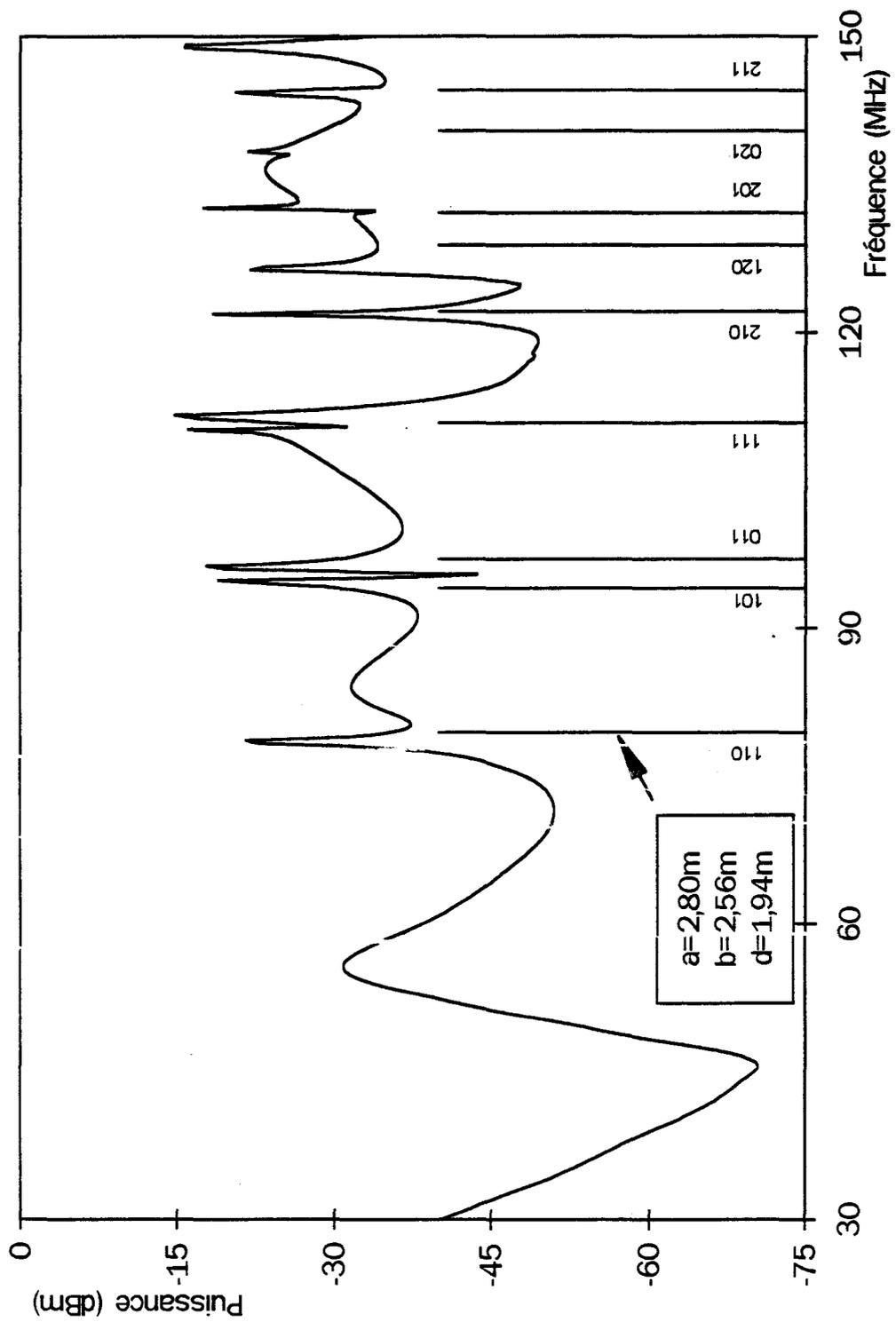


Planche I-1 Evolution fréquentielle de la puissance induite sur l'antenne de référence et position des fréquences de résonance déduites d'une mesure des dimensions de l'enceinte

En dessous de 70 MHz, on observe des fluctuations de puissance qui sont dues aux résonances propres des antennes utilisées, ainsi qu'à des phénomènes de couplage entre ces antennes. Au-dessus de 70 MHz, apparaissent des maximums très marqués qui coïncident assez bien avec les fréquences de résonance déduites des dimensions mesurées. Néanmoins, l'écart entre les fréquences de résonance théoriques et les fréquences de résonance expérimentales est supérieur à celui que l'on pourrait attribuer à l'incertitude sur la mesure des dimensions de la cavité. On est alors amené à se poser la question suivante : "Existe-t-il une cavité rectangulaire équivalente qui posséderait un spectre de modes conforme à la courbe de puissance expérimentale?"

Pour répondre à cette question, on part des dimensions mesurées et on modifie légèrement ces dimensions, indépendamment l'une de l'autre, jusqu'à trouver un écart minimum entre fréquences de résonance théoriques et fréquences de résonance expérimentales.

Cette opération converge vers les dimensions présentées dans le Tableau I-1 où sont également portées les différences relatives avec les dimensions initiales.

Tableau I-1 Dimensions de la cavité équivalente

	dimensions fictives	écart
a'	1.9479 m	+0.4%
b'	2.6187 m	+2.3%
d'	2.7921 m	-0.3%

Les nouvelles fréquences de résonance déduites des dimensions a' , b' et d' figurent sur la Planche I-2 où est reproduite l'évolution de la puissance induite de la Planche I-1. On constate cette fois-ci que la concordance est excellente, excepté pour la fréquence de 110 MHz où deux maximums sont localisés à proximité de f_{111} . En réalité, deux modes existent bien à cette fréquence mais ils sont normalement dégénérés. Ce dédoublement ne se produit apparemment pas pour les autres fréquences de résonance. Ce n'est qu'en scrutant le spectre de manière beaucoup plus fine qu'on s'aperçoit qu'un tel dédoublement peut être observé à 144 MHz, comme le montre la Figure I-10.

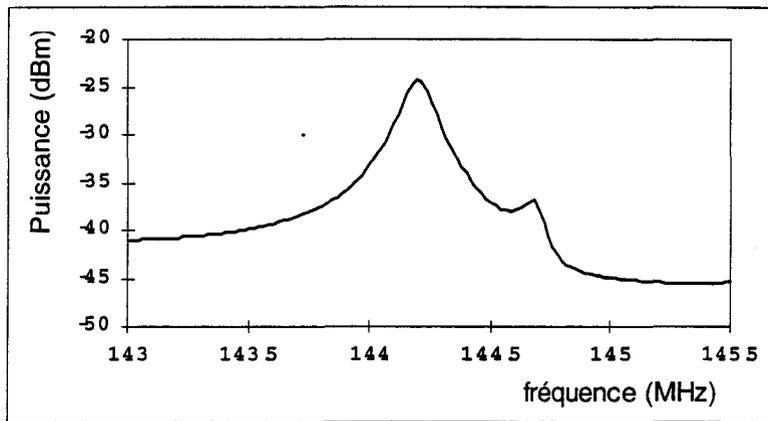


Figure I-10. Dédoublément du maximum vers 144 MHz

Cette fréquence correspond à la fréquence de résonance f_{112} , ce qui, comme pour le premier cas, correspond à un mode où aucun des entiers m , n ou p n'est nul, c'est-à-dire lorsqu'un mode TE et un mode TM sont dégénérés. On peut donc dire que la dégénérescence TE/TM est ici levée. L'origine de ce phénomène est très probablement due à la perturbation apportée par la porte d'accès. En effet, les dimensions fictives a' et d' sont très proches des dimensions mesurées a et d . En revanche, b' est supérieure de presque 6 cm à b , qui est justement la dimension perturbée par la porte qui constitue un renforcement localisé de la cavité. Cette perturbation ne modifie toutefois pas profondément le spectre de modes ; elle ne fait que décaler légèrement les fréquences de résonance.

Signalons que ce phénomène a postérieurement été observé par Besnier [9] sur des résultats de simulations théoriques basées sur la méthode TLM.

L'identification précise des fréquences de résonance expérimentales devient possible en introduisant des dimensions fictives. Par contre, elle devient impossible pour des fréquences supérieures à 250 MHz où les erreurs cumulées ne permettent plus de résoudre les modes de plus en plus denses.

En résumé, lorsqu'on introduira un objet perturbateur dans la cavité, on peut rencontrer deux effets : premièrement, les fréquences de résonance seront décalées d'une quantité qui dépendra de la dimension de l'objet. Deuxièmement, la dissymétrie apportée par l'objet lèvera la dégénérescence TE/TM entre les modes. Ces effets seront exploités par l'installation du brasseur de modes et sa mise en rotation, dans le but d'obtenir un champ homogène.

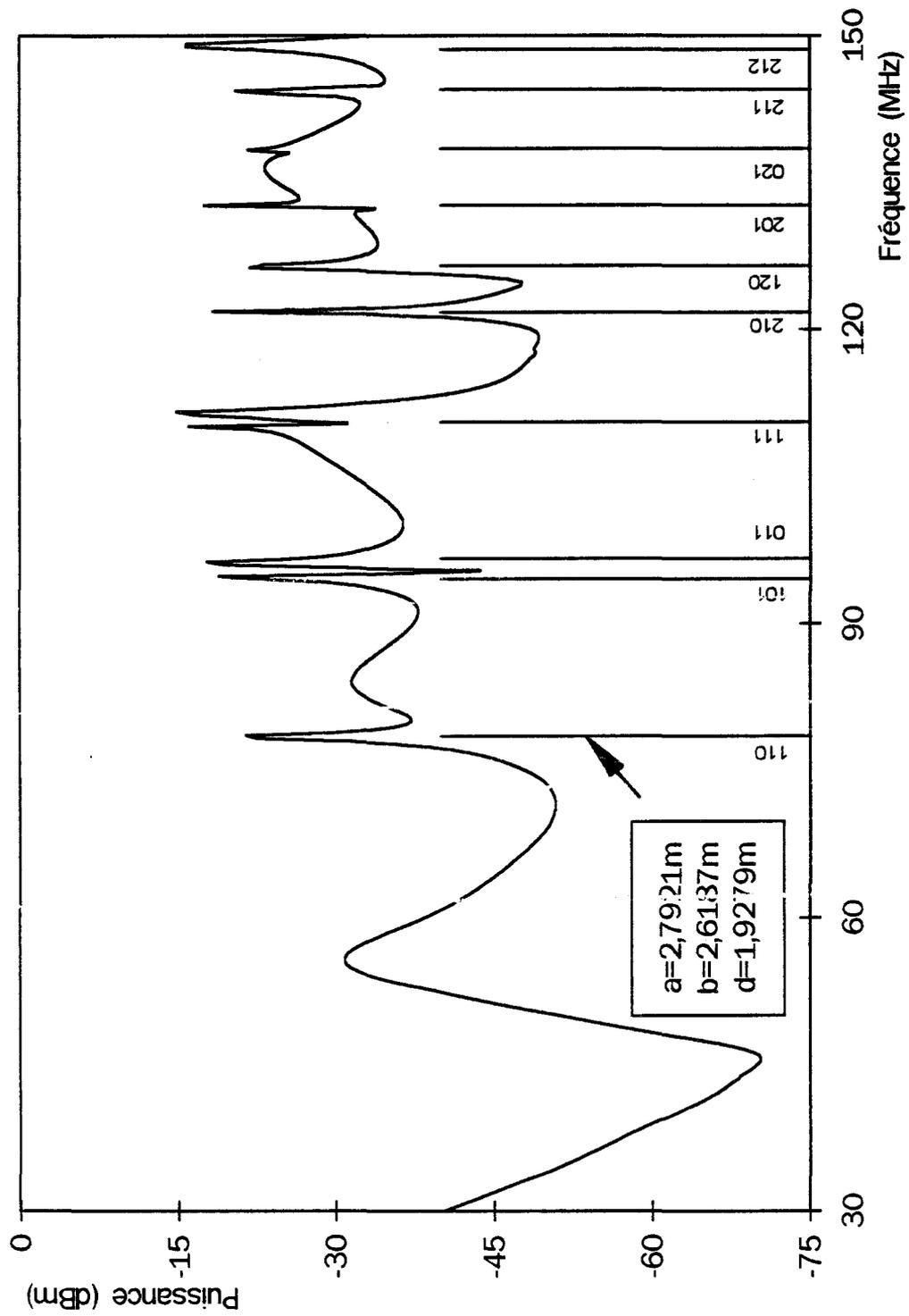


Planche I-2 Evolution fréquentielle de la puissance induite sur l'antenne de référence et position des fréquences de résonance de la cavité rectangulaire équivalente

I.1.2.3. Pertes dans les parois

Si la cavité était réellement sans pertes, toute excitation à une fréquence de résonance ferait croître le champ indéfiniment puisque l'énergie apportée par la source serait entièrement stockée sous forme réactive par la cavité. Cet effet se traduirait par un coefficient de qualité infini. Comme nous le verrons dans le deuxième chapitre, le coefficient de qualité Q est en effet défini comme le rapport entre énergie stockée et énergie dissipée par unité de temps.

Cette croissance infinie du champ due à un Q infini serait en fait limitée par le phénomène de claquage qui apparaîtrait lorsque l'amplitude du champ électrique permettrait une ionisation de l'air. En pratique, des champs d'une telle amplitude ne sont -hélas- pas accessibles car la cavité comporte des pertes. Dans le cas le plus simple, ces pertes peuvent avoir deux origines. Premièrement, le moyen d'excitation lui-même (antenne, iris,...) constitue un point de fuite de l'énergie. Deuxièmement, le métal constituant les parois n'est pas de conductivité infinie et une énergie active est dissipée par effet Joule dans les parois.

Ce phénomène de pertes se traduit par un coefficient de qualité fini qui a principalement pour effet d'élargir les raies du spectre de modes. C'est-à-dire qu'on pourra exciter la cavité dans une plage Δf autour des fréquences de résonance f_{mnp} de la cavité. Cette plage Δf est reliée à la fréquence de résonance f_{mnp} et au coefficient de qualité Q_{mnp} associé au mode considéré par

$$\Delta f = \frac{f_{mnp}}{Q_{mnp}} \quad (I-19)$$

Cet effet est visible sur la courbe de la Planche I-1 où les maximums de puissance sont décrits par une fonction dont on peut définir la largeur à mi-hauteur (largeur à -3dB dans une représentation logarithmique). Si les pertes sont faibles, les fréquences de résonance ne seront pas modifiées par rapport à une cavité sans pertes.

Comme le suggère l'équation (I-14), les fréquences de résonance sont de plus en plus rapprochées au fur et à mesure que la fréquence augmente. Il arrivera alors un moment où l'espacement moyen entre deux modes sera inférieur à la largeur moyenne des modes. Ce phénomène dit de recouvrement permet d'exciter plusieurs modes de la cavité avec une source monochromatique. L'analyse plus quantitative du coefficient de qualité, présentée au deuxième chapitre, permet d'estimer que ce phénomène n'apparaît qu'aux fréquences supérieures à quelques GHz pour une cavité dont le volume est d'une dizaine de m^3 .

I.1.3. Brassage mécanique de modes

I.1.3.1. Objectifs du brassage de modes

Ce que nous avons vu jusqu'à présent sur les cavités peut se résumer de la façon suivante : le champ électromagnétique dans une cavité rectangulaire est régi principalement par deux propriétés:

- L'amplitude du champ n'est significative que si l'on excite la cavité autour d'une fréquence de résonance. La marge de manoeuvre est inversement proportionnelle au coefficient de qualité.
- Lorsque la cavité entre en résonance, les conditions aux limites impliquent que le champ est purement stationnaire, c'est-à-dire que l'amplitude du champ dépendra fortement de la position considérée, ainsi que de la composante choisie (E_x , E_y ou E_z).

Ces propriétés sont d'ailleurs valables quelle que soit la géométrie de la cavité (cylindrique, sphérique,...). L'objectif du brassage de modes est d'obtenir des propriétés totalement contraires, à savoir:

- Rendre le champ indépendant de la position et de l'orientation considérées, c'est-à-dire homogène et isotrope
- Permettre la mise en résonance de la cavité quelle que soit la fréquence de la source d'excitation.

Dans un premier temps, nous allons montrer, par une expérience réalisée en basse fréquence, comment l'action du brasseur de modes permet de "combler les trous" dans le spectre de modes. Ensuite, en extrapolant ce comportement en haute fréquence, nous montrerons comment la rotation du brasseur permet d'obtenir un champ statistiquement homogène et isotrope.

I.1.3.2. Action du brasseur en basse fréquence

Excitons la cavité à une fréquence f_0 qui ne coïncide pas avec une fréquence de résonance. Le champ généré dans ces conditions à l'intérieur de la cavité sera d'amplitude très faible. Pour accroître l'amplitude du champ, une solution consiste à modifier la géométrie de la cavité de sorte que cette nouvelle géométrie conduise à un spectre de modes dont une raie se situe dans un voisinage très proche de f_0 (exactement égale à f_0 pour un coefficient de qualité infini).

Pour modifier la géométrie de l'enceinte, on peut imaginer qu'une des parois soit mobile et puisse subir un débattement tel que la dimension a varie de Δa . Si la condition $\Delta a \ll a$ est remplie, les fréquences de résonances f_{mnp} données par (I-8) subiront un décalage Δf_{mnp} que l'on peut approximer par

$$\Delta f_{mnp} = \frac{\partial f_{mnp}}{\partial a} \Delta a = -\frac{c^2 m^2 \Delta a}{4a^3 f_{mnp}} \quad (\text{I-20})$$

On constate que toutes les fréquences de résonance ne subiront pas le même décalage. Notamment, les fréquences correspondant à un mode d'ordre (mnp) où m est nul ne seront pas influencées par le déplacement de la paroi. Pour perturber toutes les raies du spectre, il faudrait que deux parois orthogonales soient mobiles. Un tel débattement des parois n'est bien entendu pas envisageable d'un point de vue technologique. Néanmoins, on peut simuler cet effet en installant une grande pale métallique en forme d'hélice disposée sur un axe de rotation normal à l'une des parois. C'est la solution qui a été retenue pour la chambre réverbérante installée à Naples [10] où deux hélices ont été installées sur des parois non parallèles, simulant ainsi le débattement simultané de deux parois orthogonales.

Bien que très performante, cette solution requiert un temps de mesure relativement long pour explorer toutes les géométries possibles, c'est-à-dire toutes les combinaisons angulaires des deux hélices. C'est pourquoi le modèle à un seul brasseur expérimenté aux Etats-Unis [11] s'est répandu pour aboutir à une géométrie adoptée par le Comité Electrotechnique International et utilisée, entre autres, au LRPE et à la société RADIALL.

Pour illustrer l'action du brasseur en basse fréquence, nous allons nous intéresser à la transmission entre les antennes filaires autour de la première fréquence de résonance (78,5 MHz). Le résultat est présenté Planche I-3 où nous avons superposé trois courbes. La première correspond à l'évolution fréquentielle de la puissance P_r recueillie sur l'antenne réceptrice lorsque le brasseur est arrêté sur sa position angulaire de référence (0°). La puissance injectée à l'antenne émettrice est de 0 dBm. La deuxième courbe correspond à la même expérience réalisée lorsque le brasseur est dans une position diamétralement opposée (180°). Ces deux courbes, d'allure semblable, sont décalées d'environ 300 kHz, ce qui montre que la première fréquence de résonance de la cavité dépend bien de la position angulaire du brasseur.

L'expérience consiste ensuite à mettre le brasseur en rotation continue et de relever la puissance P_r en fonction de la position angulaire du brasseur. Pour chaque fréquence explorée, nous ne retenons que la puissance maximale qui est représentée sur la troisième courbe, en trait gras, de la Planche I-3. Cette courbe montre clairement la plage fréquentielle Δf_{110} balayée par f_{110} lors d'une révolution complète du brasseur. Cette plage vaut ici environ 600 kHz, ce qui correspond à un débattement virtuel d'une des parois de 5cm. Dans toute cette plage Δf_{110} , il est possible d'exciter la cavité de manière optimale grâce à la perturbation du brasseur de modes. En dehors de cette plage (à 77 ou 79 MHz, par exemple) il n'est pas possible d'optimiser la puissance P_r puisque aucune fréquence de résonance de la cavité n'est située dans un voisinage suffisamment proche.

En haute fréquence, la situation sera différente dans la mesure où les fréquences de résonance sont de plus en plus rapprochées. Ainsi, quelle que soit la fréquence f_0 explorée, il existera une fréquence de résonance dans un voisinage proche de f_0 de sorte que la rotation du brasseur

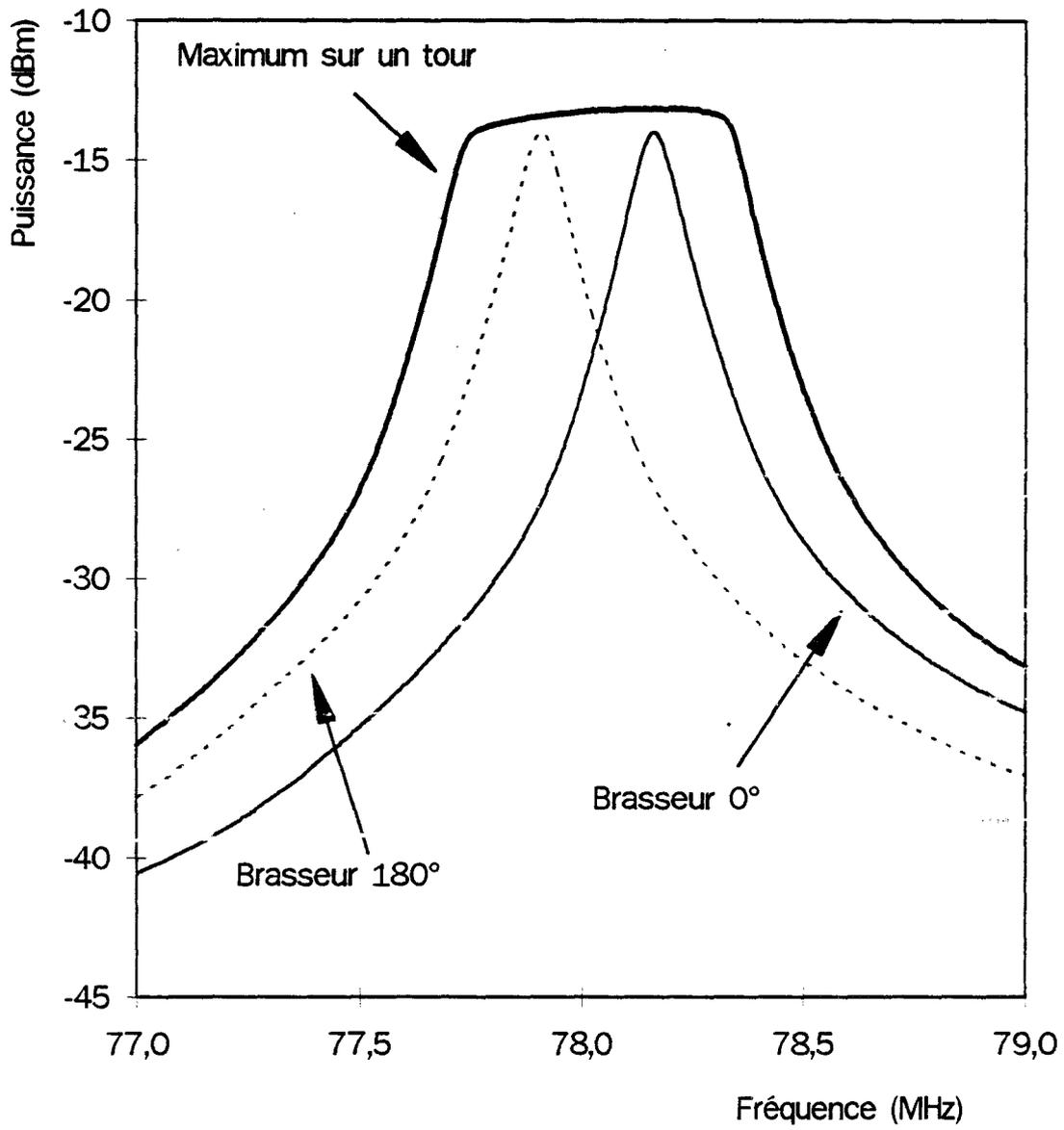


Planche I-3 Action du brasseur sur la première fréquence de résonance

permettra de maximiser la puissance reçue. Ceci est illustré Planche I-4 qui représente la même expérience réalisée entre 380 et 400 MHz. Lorsque le brasseur est à l'arrêt (a), la puissance reçue présente des fluctuations d'environ 35 dB d'amplitude. Lorsque l'on retient la puissance maximale sur une révolution du brasseur (b), ces fluctuations se réduisent considérablement pour atteindre une dizaine de dB d'amplitude.

Un des objectifs est donc atteint, à savoir injecter de la puissance dans la cavité quelle que soit la fréquence explorée. Toutefois, lorsque la cavité entre en résonance pour une position donnée du brasseur, la distribution du champ est toujours de type stationnaire. Ceci ne répond pas à l'objectif qui consiste à disposer d'un champ homogène, c'est-à-dire indépendant de la position où ce champ est mesuré. Nous montrons dans le paragraphe suivant que si la densité de modes est suffisante, l'homogénéité statistique est obtenue.

I.1.3.3. Action du brasseur en haute fréquence

Rappelons que nous gardons ici la représentation modale de la cavité. C'est-à-dire que nous supposons que la description du fonctionnement de la cavité à l'aide d'un spectre de modes perturbé par la rotation du brasseur reste exploitable.

Dans cette hypothèse, on peut schématiser une expérience réalisée à une fréquence f_0 élevée par la Figure I-11.

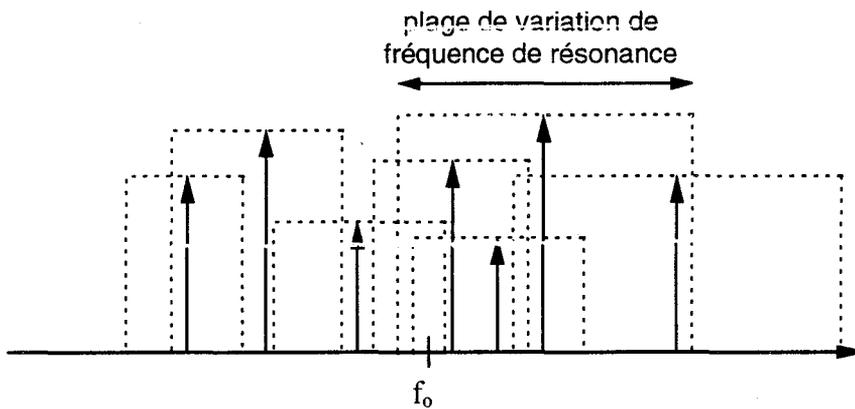


Figure I-11. Principe du brassage mécanique de modes

Au voisinage de f_0 , il existe un grand nombre de fréquences de résonance de la cavité. Pendant une révolution complète du brasseur, ces fréquences vont se déplacer d'une certaine quantité qui dépend de l'amplitude du brasseur à perturber le spectre de modes. Autrement dit, on va exciter successivement plusieurs modes de la cavité.

Pour chacun des modes excités, le champ est stationnaire et présente des noeuds et des ventres régulièrement espacés. Si on déplace un capteur de champ le long d'un axe quelconque, la distance spatiale entre deux maximums dépendra de l'axe choisi et de l'ordre de résonance (mnp) du mode excité.

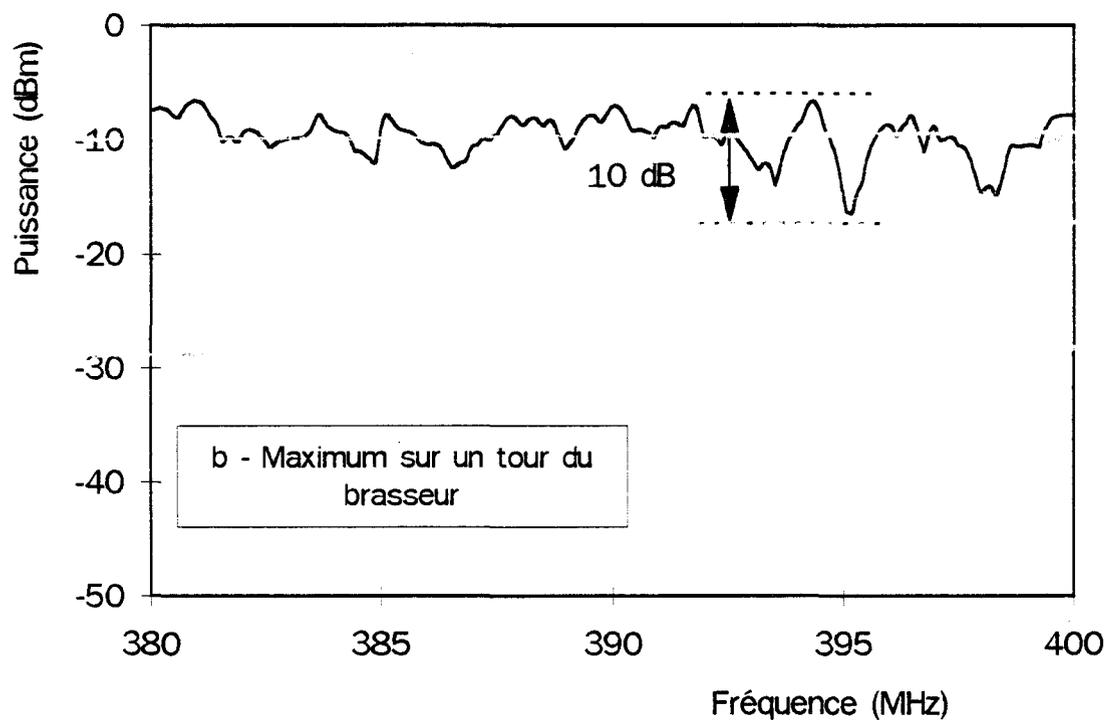
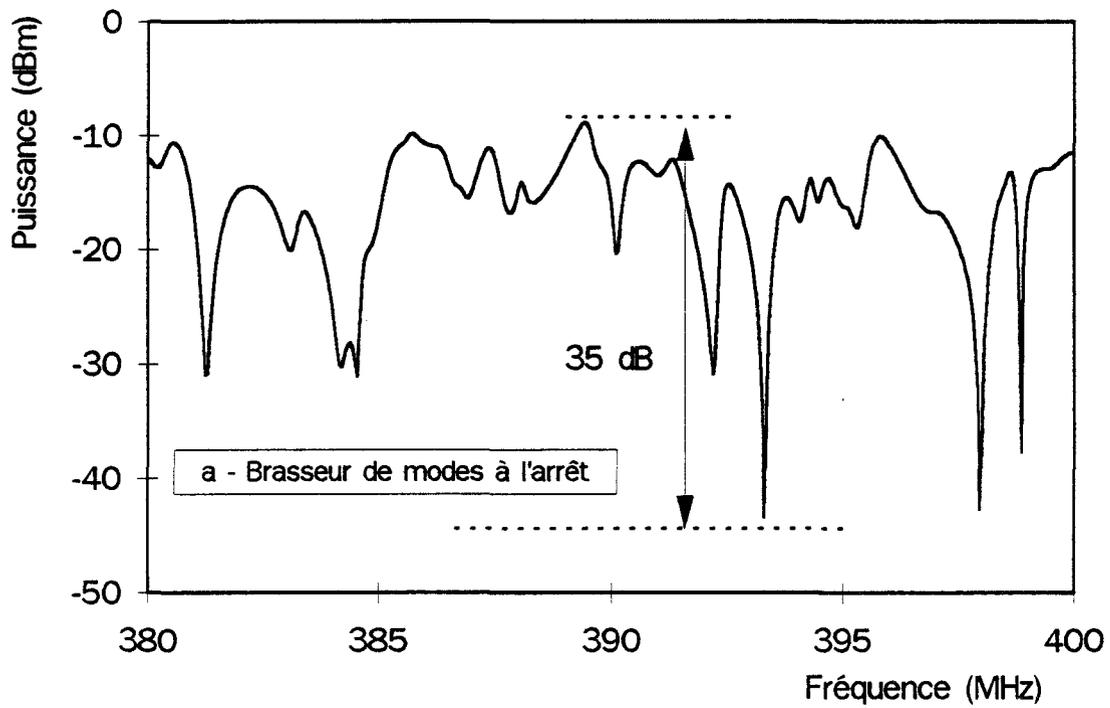


Planche I-4. Action du brasseur en basse fréquence

Considérons que l'on relève l'évolution spatiale du champ électrique vertical E_z suivant la direction Oy. Le capteur délivrera une tension proportionnelle à la valeur absolue du champ. Dans ce cas, la tension $V(y)$ délivrée par le capteur sera de la forme

$$V(y) = V_0 \left| \sin \frac{n\pi y}{b} \right| \quad (\text{I-21})$$

Par exemple, pour $n = 2$, la tension mesurée sera celle que nous avons schématisée Figure I-12

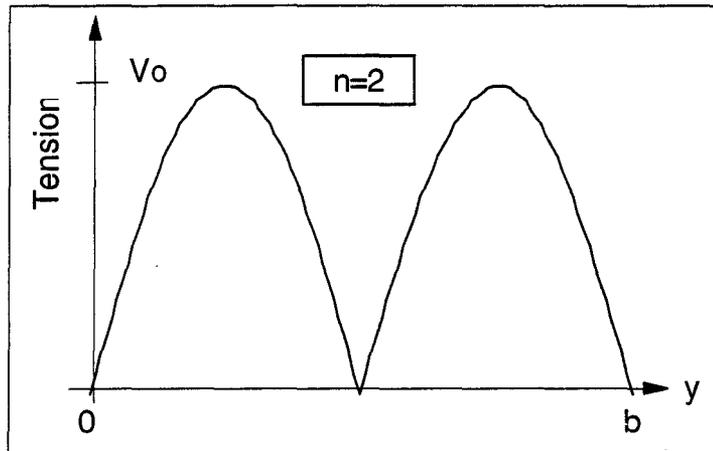


Figure I-12. Evolution spatiale de la tension délivrée par un capteur de champ

L'amplitude V_0 dépend de plusieurs paramètres : la coordonnée (x, z) de l'axe de mesure et l'énergie emmagasinée par le mode excité. Le nombre n de demi-longueurs d'ondes pourra être quelconque mais devra rester inférieur à une limite n_{\max} . Ce nombre n_{\max} est déterminé en prenant les plus petites valeurs possibles des autres entiers m et p dans l'équation (I-8). Si a est la plus grande dimension de la cavité, n_{\max} est donné par

$$n_{\max} = \frac{b}{ac} \sqrt{4a^2 f_0^2 - c^2} \quad (\text{I-22})$$

Pour une position différente du brasseur, un autre mode sera excité. La tension mesurée sera décrite par une fonction différente $V'(y) = V_0' \text{abs}(\sin(n'\pi y/b))$. Si la densité de modes est suffisante, toutes les valeurs possibles de n seront explorées lors de la rotation du brasseur. Si on s'intéresse alors à la valeur maximale de la tension sur une révolution complète, cette tension ne dépendra que peu de la coordonnée y choisie. C'est ce qu'illustre la Figure I-13 où nous avons tracé $V_{\max}(y)$ avec $n_{\max} = 5$ et en prenant $V_0 = 1$ pour chacune des distributions possibles.

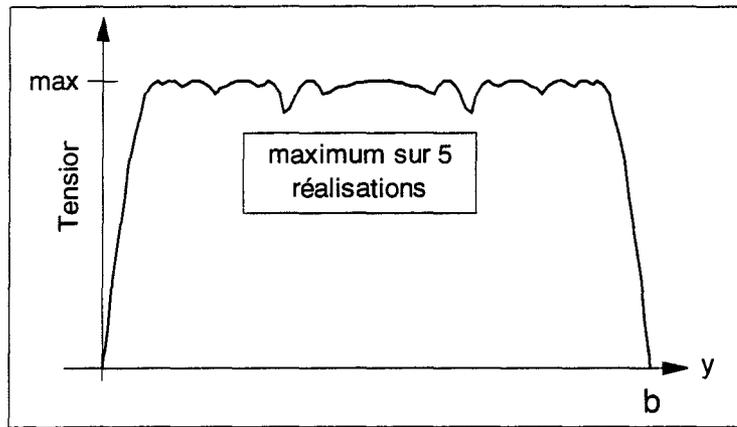


Figure I-13. Maximum de champ sur différents modes

Un résultat semblable aurait été obtenu si nous nous étions intéressés à la moyenne de la valeur absolue de E sur plusieurs réalisations différentes.

L'équation (I-22) montre que plus la fréquence de travail est élevée, plus le nombre n_{\max} de représentations possibles de $V_n(y)$ sera important. Autrement dit, l'homogénéité du champ doit être meilleure en haute fréquence. Naturellement, les conditions aux limites imposées par les parois amène un champ d'amplitude nulle pour les abscisses $y = 0$ et $y = b$. Toutefois, plus la fréquence augmente, plus la zone uniforme se rapproche des parois.

En pratique, la situation est moins idéale : toutes les représentations possibles de (I-21) ne sont pas explorées et l'amplitude V_0 doit être considérée comme aléatoire. Néanmoins, la tendance que nous avons exposée sera conservée et on aura une distribution spatiale du champ qui présentera de faibles fluctuations, comme nous le montrons ultérieurement.

Nous voulons ici attirer l'attention sur un point qui peut prêter à confusion. D'après notre raisonnement, le champ devient statistiquement homogène parce que différents modes sont excités *successivement* et non *simultanément*. On vérifie aisément que si un grand nombre de modes sont excités simultanément, l'amplitude du champ devient nulle en tout point de l'espace. Ceci, bien sûr, parce que la phase relative du champ engendré par chacun des modes est aléatoire, ce qui conduit à une somme vectorielle nulle.

I.1.3.4. Choix de la vitesse de rotation du brasseur.

Comme nous l'avons montré qualitativement, le brassage mécanique de modes permet d'obtenir un champ statistiquement homogène et isotrope en modifiant la géométrie de la cavité. Pour chaque fréquence analysée, les différentes géométries correspondent à différentes positions angulaires du brasseur. La statistique est réalisée sur une révolution complète du brasseur. Ceci implique que le temps de mesure par point de fréquence correspond à la période de rotation du brasseur. On peut alors se demander quelle doit être la période de rotation minimale pour que la mesure soit satisfaisante en terme de reproductibilité.

D'un point de vue théorique, on peut tenir le raisonnement suivant : un mode (mnp) donné sera excité pour une certaine position angulaire θ_0 du brasseur. Etant donné la nature finie du coefficient de qualité Q_{mnp} associé à ce mode, l'excitation est possible sur une certaine plage angulaire $\delta\theta$ du brasseur. L'intervalle de temps δt pendant lequel la position angulaire vaut θ_0 à $\delta\theta/2$ près est relié à la période de rotation T_0 par

$$\delta t = \frac{T_0 \delta\theta}{2\pi} \quad (\text{I-23})$$

Pour que la cavité ait le temps d'atteindre un régime stationnaire, Ce temps δt doit être supérieur au temps d'établissement τ de l'énergie qui est relié au coefficient de qualité Q et à la fréquence de travail f_0 par

$$\tau = \frac{\omega_0}{Q} = \frac{2\pi f_0}{Q} \quad (\text{I-24})$$

En combinant (I-23) et (I-24), on déduit que la période de rotation du brasseur doit être supérieure à une valeur minimale donnée par

$$T_0 > \frac{4\pi^2 f_0}{Q\delta\theta} \quad (\text{I-25})$$

On peut difficilement appréhender $\delta\theta$ de manière théorique. On peut néanmoins penser intuitivement que $\delta\theta$ sera inversement proportionnel au coefficient de qualité. Le brasseur devra donc tourner d'autant plus lentement que la fréquence est élevée. Par expérience, on sait qu'une période de rotation de 2 secondes est la limite à ne pas dépasser jusque 10 GHz.

Le temps nécessaire à une expérience réalisée avec la technique du brassage mécanique de modes est le produit du nombre de fréquences explorées par la période de rotation du brasseur. Une mesure typique d'efficacité de blindage comportant 400 points de fréquence avec une période de rotation du brasseur de 2 secondes sera ainsi réalisée en moins d'un quart d'heure.

La situation est plus délicate lorsqu'il s'agit de tester la susceptibilité d'un système. En effet, il faut alors, pour chaque fréquence explorée, monter progressivement le niveau de puissance injectée dans la chambre jusqu'à ce qu'un dysfonctionnement du dispositif sous test (DST) soit observé. Une telle expérience se révèle bien plus longue, d'où l'intérêt de l'alternative présentée dans le paragraphe suivant : le brassage électronique de modes qui permet d'obtenir un champ homogène de manière quasi instantanée.

I.1.4. Brassage électronique de modes

I.1.4.1. Principe du brassage électronique

Dans l'approche modale, le brassage mécanique consiste à exciter successivement plusieurs modes de résonance en modifiant la géométrie de la cavité. Cette modification de la géométrie est assurée par la rotation continue du brasseur de modes. Les modes affectés par cette rotation du brasseur sont ceux dont la fréquence de résonance est comprise dans une bande de fréquence Δf autour de la fréquence de travail f_0 .

Une autre solution pour exciter successivement ces modes consisterait à autoriser une excursion de fréquence Δf de la fréquence de la source. Cette excursion pourrait être réalisée, par exemple, par une exploration fine de Δf par la fréquence f_0 . L'évolution temporelle du signal issu d'un capteur de champ passerait alors par des maximums chaque fois que la fréquence f_0 coïncide avec une fréquence de résonance de la cavité. Comme pour le brassage mécanique, plus le nombre de modes excités sera important, plus la probabilité qu'un de ces modes induise un maximum (au sens spatial du terme) de champ à l'emplacement du capteur sera proche de l'unité. Les paramètres statistiques de l'évolution temporelle du signal prélevé sur le capteur auraient également un caractère homogène et isotrope. Cette solution, bien que parfaitement réalisable d'un point de vue technique, n'apporterait toutefois pas un gain de temps par rapport au brassage mécanique de modes, au contraire. En effet, le temps d'acquisition du récepteur, additionné du temps de dialogue entre les appareils de mesure et le calculateur est tel qu'il est impossible de descendre en dessous de la demi-seconde par point de fréquence. Pour explorer finement toute la bande Δf , il faudrait alors plusieurs minutes, ce qui pousse à chercher d'autres solutions.

La solution proposée par T. Loughry [5] consiste à réaliser cette excursion de fréquence de manière rapide et aléatoire grâce au mélange de la porteuse avec un bruit large bande Δ_{FB} . La représentation spectrale du signal injecté est alors celui de la Figure I-14.

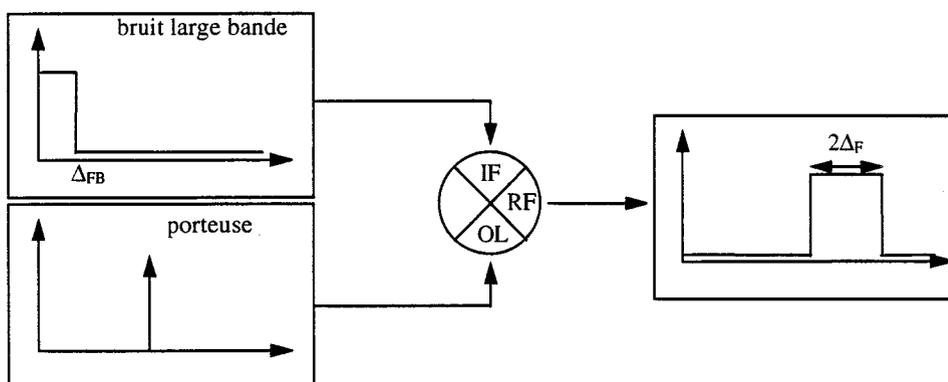


Figure I-14. Spectre du signal injecté dans l'enceinte

Avec le brassage mécanique, le signal mesuré par le récepteur fluctue en fonction de la position angulaire du brasseur, donc en fonction du temps. On peut alors s'intéresser à la valeur moyenne de ce signal ou à sa valeur maximale. La situation est semblable avec le brassage électronique. La nature du signal injecté dans la chambre étant aléatoire, l'amplitude du champ électromagnétique dépendra du temps et on pourra la caractériser soit par sa valeur quadratique moyenne, soit par son maximum. La statistique temporelle est réalisée par le récepteur lui-même, par le biais de sa constante de temps d'intégration. La connaissance de ces deux grandeurs (moyenne et maximum) est déterminée par l'analyse statistique du signal délivré par la source, objet du paragraphe suivant.

I.1.4.2. Caractérisation statistique du champ

Le principe du mélange fait que l'amplitude du champ électromagnétique généré par l'antenne d'émission est, en première approximation, directement proportionnelle à la tension instantanée délivrée par le générateur de bruit. Ce signal est par définition aléatoire. Contrairement à un signal déterministe, sa représentation temporelle $V(t)$ (Planche I-5a : bruit de $\Delta_{FB} = 2\text{MHz}$ mesuré sur un oscilloscope) ne suffit pas à le caractériser. Comme pour tout processus aléatoire, on peut caractériser le signal par sa fonction d'autocorrélation $R_{vv}(\tau)$ définie par

$$R_{vv}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(t)V(t+\tau)dt \quad (\text{I-26})$$

La puissance du signal est proportionnelle à $R_{vv}(0)$ puisque

$$R_{vv}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} V^2(t) = \overline{V^2} \quad (\text{I-27})$$

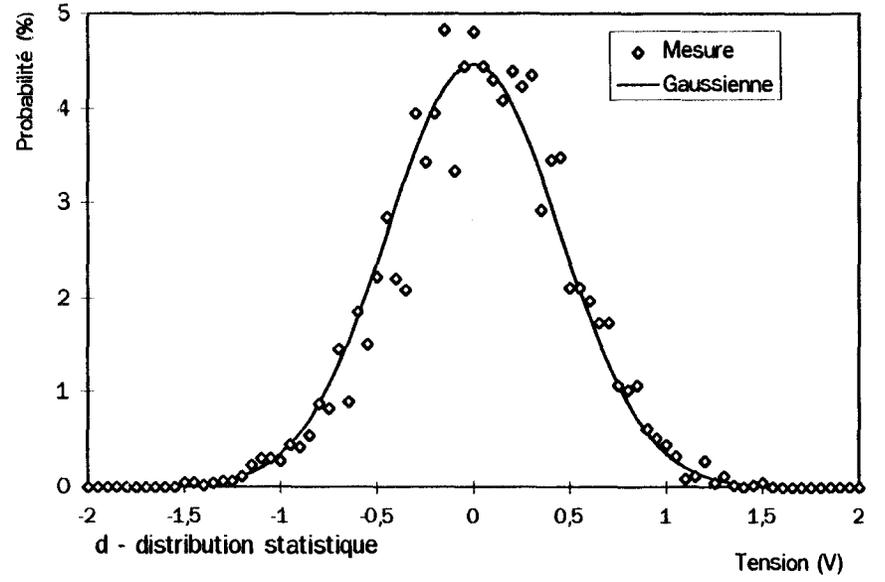
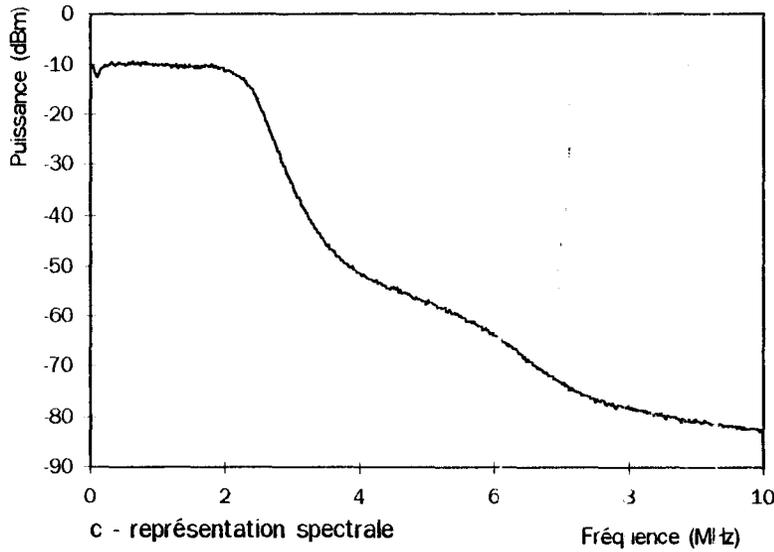
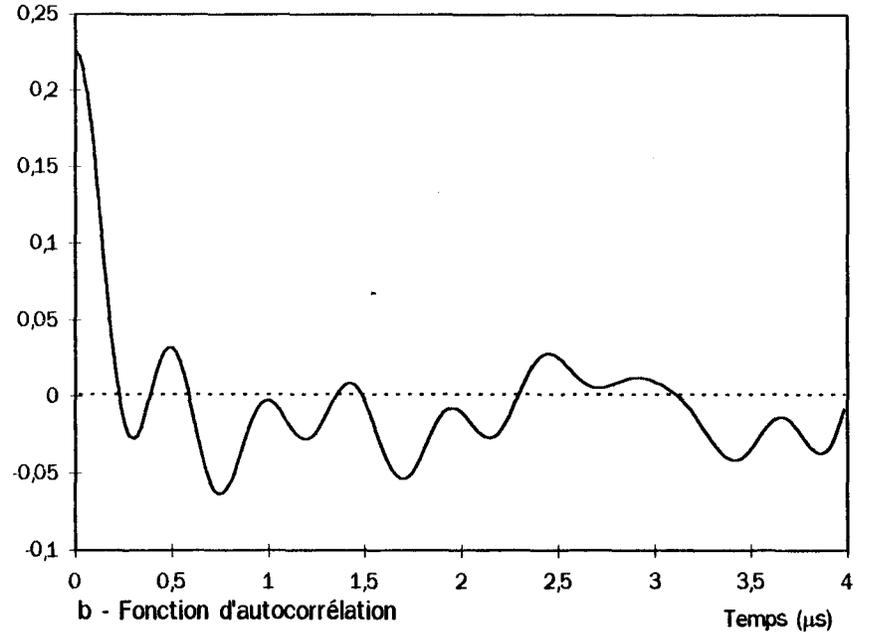
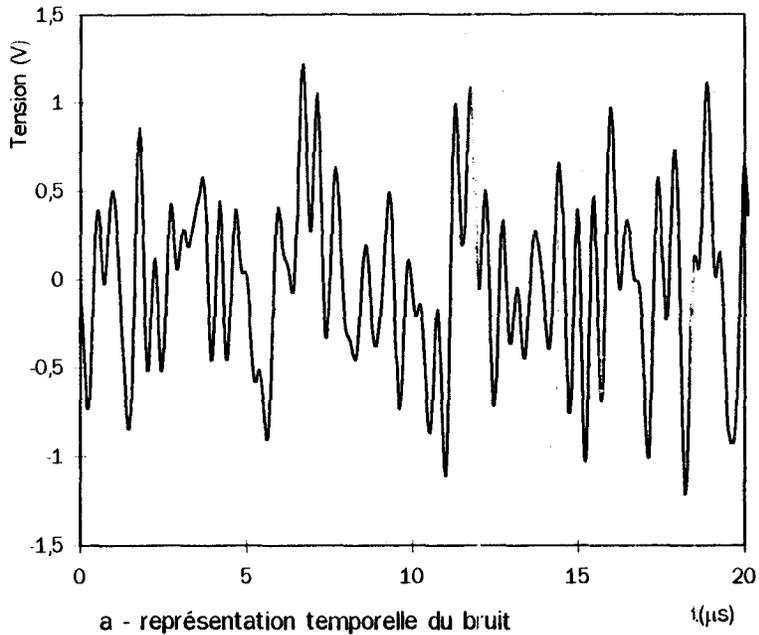
En pratique, on dispose d'un échantillonnage de $V(t)$ sur une certaine fenêtre temporelle. On ne peut donc que calculer une estimation de $R_{vv}(\tau)$. Si on dispose de N échantillons d'indice V_1, V_2, \dots, V_N , une estimation peut être calculée par

$$R_{vv}(k\Delta t) = \sum_{i=1}^{N-k} V_i V_{i+k} \Delta t \quad (\text{I-28})$$

En appliquant (I-28) sur les échantillons de la Planche I-5a, on trace l'estimation de la fonction d'autocorrélation (Planche I-5b).

Une caractéristique importante est le temps de corrélation τ_c du signal défini comme $R_{vv}(\tau_c)=0$. Cette valeur est telle que le signal à l'instant t_0 et le signal à l'instant $(t_0+\tau_c)$ sont décorrélés. C'est-à-dire que la connaissance de $V(t_0)$ n'apporte aucune information sur $V(t_0+\tau_c)$. La fonction d'autocorrélation nous apporte donc les informations essentielles du signal : puissance P et temps de corrélation τ_c .

Planche I-5 Différentes représentations du bruit



La transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation donne la densité spectrale de puissance (théorème de Wiener-Khintchine). La fonction $\Phi(f)$ ainsi obtenue est appelée autospectre.

Cette représentation fréquentielle du signal est souvent préférée à la fonction d'autocorrélation dans la mesure où elle peut être visualisée sur un analyseur de spectre, ce que nous avons reproduit sur la Planche I-5c.

En première approximation, on peut représenter l'autospectre par une fonction constante (A) jusqu'à une fréquence de coupure f_c et nulle au-delà de f_c , ce que nous avons schématisé sur la Figure I-15. Dans ce cas, la fonction d'autocorrélation vaut

$$R_{vv}(\tau) = Af_c \frac{\sin(2\pi f_c \tau)}{2\pi f_c \tau} \quad (\text{I-29})$$

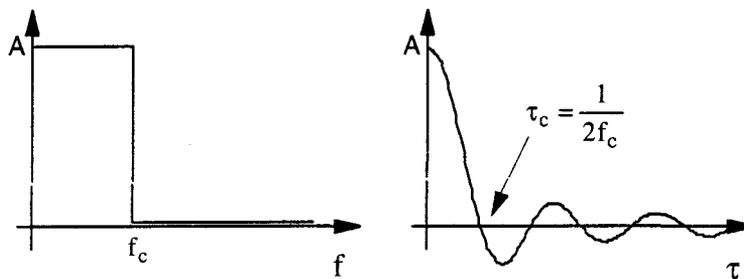


Figure I-15. Densité spectrale de puissance et fonction d'autocorrélation d'un bruit blanc à bande limitée.

On déduit de cette représentation approchée que $R_{vv}(\tau)$ s'annule pour $\tau_c = 1/2f_c$. Ceci permet, en première approximation, de relier le temps de corrélation et la largeur spectrale. On remarquera sur la Planche I-5b, que le bruit de 2 MHz de largeur spectrale a bien sa fonction d'autocorrélation qui s'annule pour $\tau = 0.25 \mu\text{s}$. Par contre, après le premier zéro, la courbe diffère quelque peu de la fonction $\sin(x)/x$. Cette différence est essentiellement due au fait que nous n'avons qu'une estimation de $R_{vv}(\tau)$; il y a donc une erreur de variance.

D'après l'identité de Bessel-Parseval, la puissance d'un signal borné peut se calculer soit dans le domaine temporel, soit dans le domaine fréquentiel :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Phi(f)|^2 df = \int_{-\infty}^{+\infty} |V(t)|^2 dt \quad (\text{I-30})$$

La puissance du signal peut donc être approximée par

$$P = (Af_c)^2 \quad (\text{I-31})$$

où Z est l'impédance du récepteur. La représentation spectrale du signal apporte donc également les deux informations essentielles : puissance et fréquence de coupure.

Une dernière représentation intéressante du signal est sa fonction de distribution statistique $p(v)$ définie telle que

$$p(v) = \lim_{\Delta v \rightarrow 0} \frac{\text{Prob}(v \leq V(t) \leq v + \Delta v)}{\Delta v} \quad (\text{I-32})$$

Cette loi de distribution caractérise le type de processus. Dans notre cas, il s'agit en principe d'une loi proche de la distribution gaussienne (Planche I-5d) caractéristique de la plupart des générateurs de bruit disponibles dans le commerce. A la distribution expérimentale estimée à partir des échantillons de la Planche I-5a, on a superposé la fonction de Gauss ayant le même écart-type : $\sigma_v = 445\text{mV}$ et de moyenne nulle.

Pour mémoire, la fonction de distribution d'un processus gaussien est définie par

$$p(v) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(v-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{I-33})$$

où μ est la valeur moyenne ou moment d'ordre 1 et σ^2 est la variance ou moment d'ordre 2. Puisqu'un processus gaussien est entièrement défini par ses moments d'ordre 1 et 2, la connaissance de la fonction d'autocorrélation ou de la densité spectrale suffit à caractériser entièrement la fonction de distribution. La loi de probabilité de v permet de connaître la puissance du signal délivrée à une impédance Z et qui vaut σ^2/Z . En revanche, cette loi n'apporte aucune information sur le contenu spectral, c'est-à-dire la fréquence de coupure. Les processus gaussiens jouissent également de propriétés particulières que nous rappelons :

- La transformation linéaire d'un processus gaussien est également un processus gaussien.
- Dans le cas des processus gaussiens, la stationnarité entraîne l'ergodisme.
- Dans le cas des processus gaussiens, la non corrélation entraîne l'indépendance statistique.

La fonction de distribution permet de calculer le facteur de crête F_c défini comme le rapport entre la plus grande tension observable v_{max} et l'écart-type σ . En unités logarithmiques, F_c vaut donc

$$F_c = 20 \log \frac{v_{max}}{\sigma} \quad (\text{I-34})$$

Si on s'en tient à l'expression mathématique de la fonction de distribution, la tension maximale observable est infinie. On définit donc généralement un critère arbitraire selon lequel v ne dépasse v_{max} que dans $10^{-3}\%$ des cas. Ce critère conduit, pour un processus gaussien, à un facteur de crête de 12,9dB.

En pratique, le générateur de bruit gaussien dont nous disposons (NC7907) fournit une tension v dont la fonction de distribution s'étale de $-5\sigma_v$ à $+5\sigma_v$. Autrement dit, la probabilité que la tension de sortie soit supérieure à $5\sigma_v$ est nulle. Notre processus est donc caractérisé par un facteur de crête de 14 dB. La dispersion observée sur l'histogramme de la Planche I-5d est certes plus faible mais la valeur de $5\sigma_v$ n'est obtenue qu'en observant le signal sur un temps très long (plusieurs dizaines de milli-secondes).

Cette notion de facteur de crête est importante pour connaître la contrainte maximale que subira le dispositif sous test. En effet, lorsqu'on mesure le champ à l'intérieur de l'enceinte, on accède à sa valeur quadratique moyenne σ_E . On pourra en déduire que le champ maximal qui agressera le dispositif vaudra $5\sigma_E$, ou $\sigma_E + 14\text{dB}$ en unité logarithmique.

I.1.4.3. Limitations de l'approche modale

Dans les paragraphes précédents, nous avons expliqué de manière qualitative comment le brassage de modes, qu'il soit mécanique ou électronique, permettait d'obtenir un champ homogène et isotrope à l'intérieur d'une cavité surdimensionnée. L'explication reposait sur une description modale du fonctionnement de la cavité.

Il ne fait aucun doute que cette approche permet de prédire certains résultats dans le domaine basse fréquence, notamment en ce qui concerne la position des premières fréquences de résonance. De plus, elle constitue un outil pédagogique d'une indéniable utilité lorsqu'on raisonne sur le spectre de modes. On peut néanmoins se demander si la notion de modes de résonance permet de rendre compte de tous les résultats expérimentaux, dès lors que la fréquence est supérieure à quelques centaines de MHz.

Nous allons ici montrer, par une expérience simple que la réalité est plus complexe. Cette expérience consiste à balayer le spectre, au moyen d'un signal monochromatique (CW), sur une plage de fréquence très étroite : quelques MHz. Un dispositif de réception permettra de relever l'amplitude du champ électromagnétique à un emplacement précis de la chambre. Le résultat d'une telle expérience est présenté Figure I-16 où nous avons tracé la puissance recueillie sur un capteur de champ électrique dans une bande s'étalant de 1 GHz à 1.006 GHz. L'expérience a été réalisée dans la chambre réverbérante installée au CEG dont les dimensions sont de $3.5 \times 4 \times 6 \text{ m}^3$. L'antenne d'émission est un cornet double ridge et le récepteur est un capteur de champ électrique de type ACD7 (voir annexe B) posé à même le sol et mesurant la composante verticale de E. Comme nous le détaillons en annexe, la puissance recueillie est proportionnelle au carré du champ, nous l'avons représentée sur une échelle logarithmique.

L'évolution relevée se caractérise par des fluctuations importantes et rapides de la puissance issue du capteur. Comment la théorie modale permet d'interpréter un tel résultat? Simplement en affectant à chaque maximum de puissance un mode de résonance de la cavité. Lorsqu'un mode est excité, l'amplitude du champ devient maximale. Puisque la position du capteur ne coïncide pas spécialement avec un maximum du champ (au sens spatial) et que chaque mode

excité possède son propre coefficient de qualité, il est normal que l'amplitude relevée sur chaque maximum se comporte de manière quasi-aléatoire.

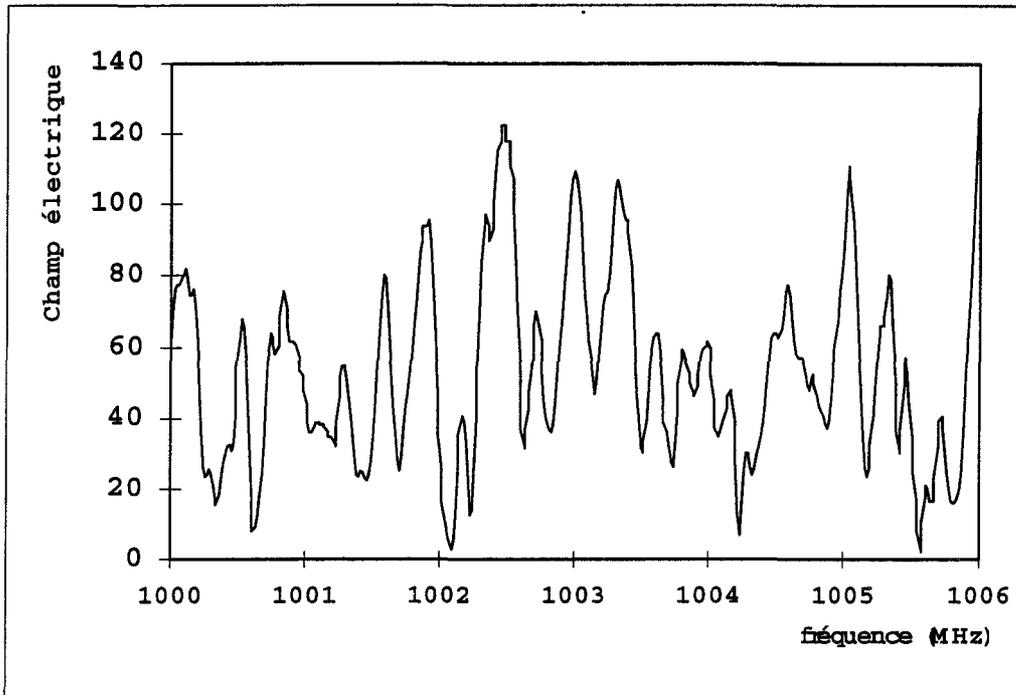


Figure I-16. Evolution fréquentielle du champ électrique vertical mesuré à l'aide d'un capteur ACD-7 placé à proximité du sol.

Evidemment, il serait vain de vouloir identifier chaque maximum à un ordre de résonance précis puisque, comme nous l'avons vu, la moindre perturbation de la cavité entraîne une modification des fréquences de résonance et donc de l'amplitude du champ. Une telle identification devient aventureuse à partir de 200 ou 300 MHz, impossible donc à 1 GHz.

Si le concept de modes régit réellement le comportement de la cavité, on peut prévoir certains résultats. Premièrement, si on déplace le capteur tout en laissant inchangée la position de l'antenne émettrice, les fréquences de résonance ne devraient pas être modifiées. En effet, nous avons positionné le capteur de telle manière qu'il soit le plus discret possible et ne perturbe pas les conditions aux limites de la cavité. Si on réitère donc l'expérience pour une autre position du capteur, les maximums, s'ils correspondent à une résonance intrinsèque de la cavité, doivent être situés aux mêmes fréquences. Certes, leur amplitude sera sans aucun doute différente de la première expérience, mais globalement, les deux réponses doivent être corrélées.

Deuxièmement, si cette expérience était réalisée autour d'une fréquence plus élevée, les fluctuations fréquentielles observées devraient être beaucoup plus denses. Rappelons que la densité de modes varie avec le carré de la fréquence, comme le suggère l'équation (I-14).

Nous allons tenter de vérifier ces deux implications de l'approche modale en déplaçant le capteur dans un premier temps, en réalisant ensuite cette expérience autour de 3 GHz.

La Planche I-6b montre l'évolution fréquentielle de la puissance induite sur le capteur après que celui-ci a été déplacé d'environ deux mètres. Nous comparons cette évolution à la caractéristique précédente (Planche I-6a) qui correspond à la première position du capteur. La densité des fluctuations y est sensiblement identique, avec une dynamique et un niveau moyen comparables.

Toutefois, on n'observe aucune corrélation entre ces deux courbes. Statistiquement, un extremum de l'un ne coïncide pas spécialement avec un extremum de l'autre. Nous sommes en présence d'un premier indice laissant à penser que la théorie modale n'est peut-être plus adaptée pour rendre compte du comportement électromagnétique de l'enceinte.

La même expérience est ensuite réalisée entre 3 et 3.006 GHz. Le résultat est présenté Planche I-7b, nous le comparons à celui de l'expérience faite à 1 GHz, reproduite Planche I-7a.

Encore une fois, on constate que le résultat attendu en raisonnant sur des concepts de modes de plus en plus denses n'est pas vérifié. La puissance autour de 3 GHz ne semble pas fluctuer plus rapidement que celle à 1 GHz. C'est la raison pour laquelle il nous paraît opportun d'aborder le brassage de mode sous un autre angle. Cette approche différente fait l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

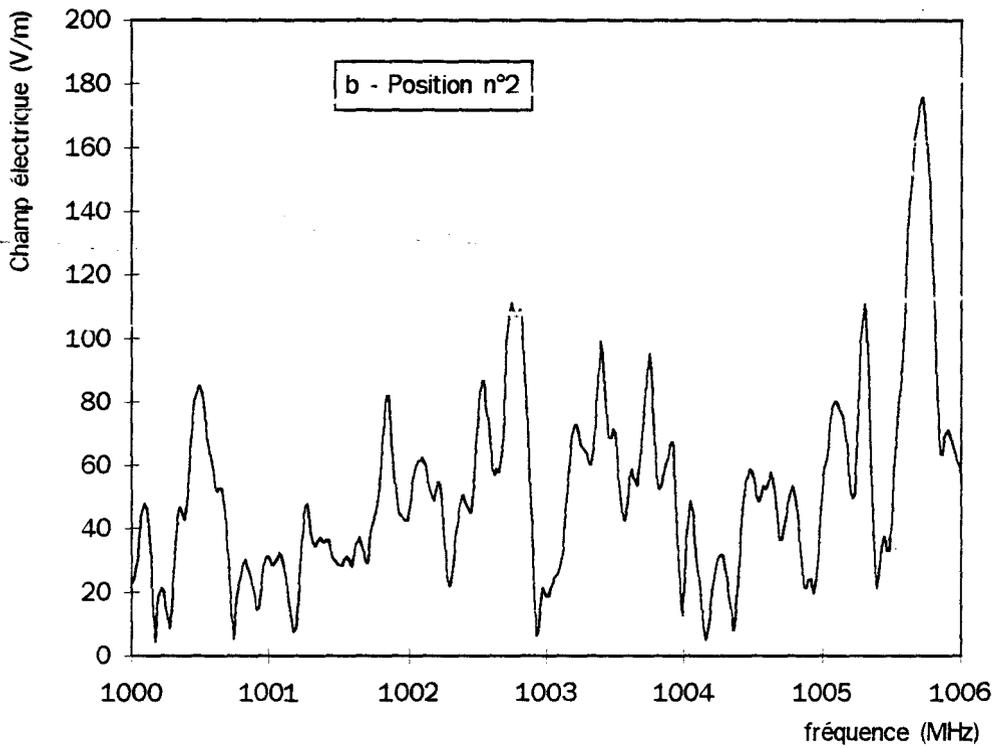
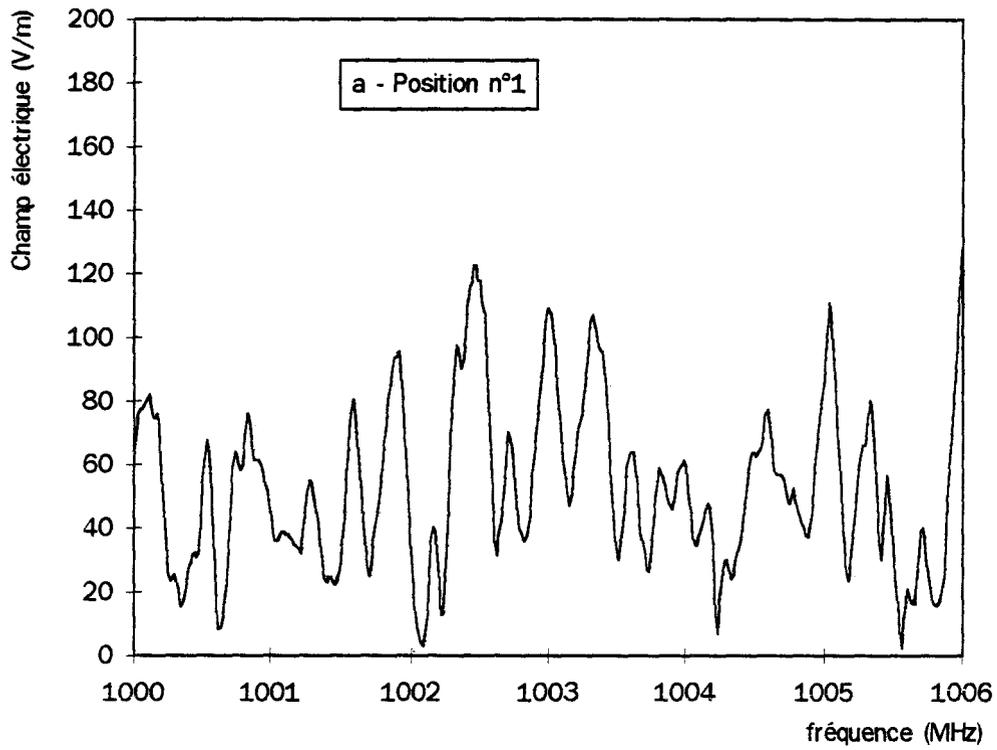


Planche I-6 Evolution fréquentielle de la puissance induite sur un capteur de champ placé à deux positions différentes

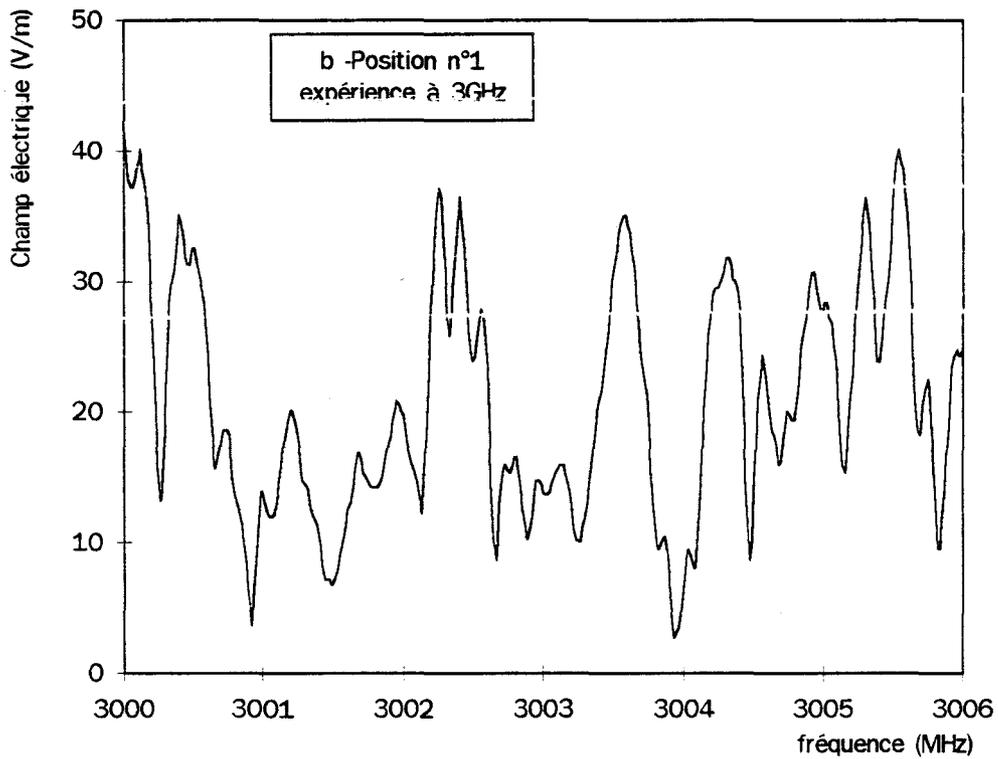
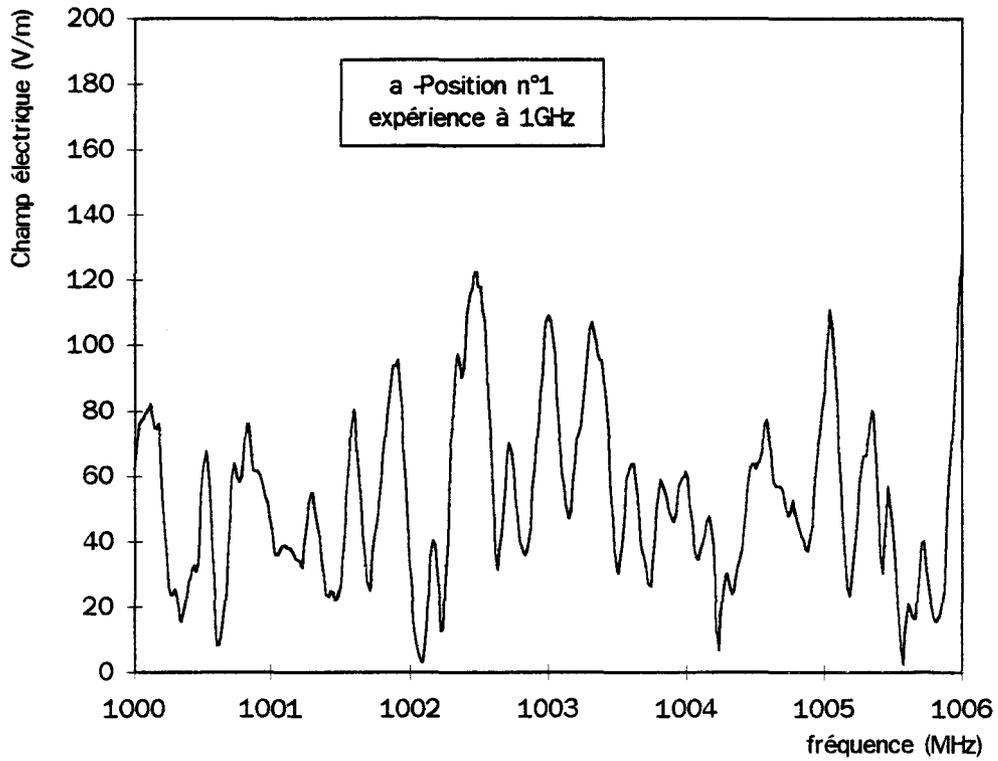


Planche I-7 Evolution fréquentielle de la puissance induite sur un capteur de champ autour de deux fréquences différentes

1.2. APPROCHE STATISTIQUE

Comme nous venons de le voir à travers deux expériences simples, il n'est pas évident que la théorie modale soit apte à décrire tous les phénomènes observés expérimentalement. Elle demeure néanmoins un outil précieux pour aborder qualitativement le mécanisme de brassage de modes qui conduit à un champ homogène.

Nous allons, dans cette partie, utiliser une autre approche qui consiste à considérer le champ mesuré comme une variable aléatoire. On recense alors trois grandeurs possibles comme support de cette évolution aléatoire. La première grandeur que l'on peut faire varier est l'espace, c'est-à-dire la position du capteur à l'intérieur de la cavité. La deuxième grandeur est la fréquence à laquelle la mesure est effectuée. Enfin, la dernière grandeur suivant laquelle on peut représenter le champ est la position angulaire du brasseur de modes. Nous précisons, en partant d'une hypothèse de base, quelles sont les propriétés que doivent satisfaire ces trois représentations possibles pour obtenir un champ statistiquement homogène et isotrope.

1.2.1. De la cage de Faraday à la chambre réverbérante.

Pour s'isoler du monde extérieur lors d'un test électromagnétique, on a couramment recours à une enceinte blindée ou cage de Faraday. Si on souhaite néanmoins simuler une propagation de type onde plane, on peut disposer des absorbants électromagnétiques sur les parois de l'enceinte ; c'est le concept de chambre anéchoïque. Sans cet artifice, l'expérimentateur se heurte à des problèmes de reproductibilité des mesures dues aux réflexions sur les parois de l'enceinte. Ce manque de reproductibilité trouve sa source dans le caractère hautement inhomogène du champ électromagnétique.

Dans le formalisme modal, cette inhomogénéité s'explique par l'existence de modes propres auxquels sont associées des distributions sinusoïdales de l'amplitude du champ. Quelques expériences simples, exposées dans le paragraphe précédent, laissent pourtant à penser que ce concept de modes s'applique difficilement aux fréquences élevées.

Il n'en reste pas moins que l'amplitude du champ dépend étroitement de la position considérée. Pour expliquer ce phénomène, on peut alors adopter une approche quasi-optique dans laquelle le champ à un endroit donné résulte de l'interaction d'un grand nombre d'ondes planes issues de l'antenne d'émission et ayant subi un certain nombre de réflexions sur les parois de l'enceinte. Ces interactions peuvent être constructives ou, au contraire, destructives au point considéré. Puisque l'amplitude et la phase relative de chacune de ces ondes dépendent de la position de l'observateur, on imagine aisément que le champ revêt un caractère aléatoire. En quelque sorte, la théorie modale est basée sur le même phénomène, si ce n'est qu'elle néglige l'atténuation des ondes suivant leur direction de propagation.

Comment donc, dans de telles conditions, exposer un système à un champ d'amplitude connue? Il faut d'abord admettre que, quelle que soit la distribution du champ, sa valeur maximale ou moyenne ne dépend que de la puissance P_0 injectée dans l'enceinte. Cette hypothèse de base sera justifiée ultérieurement, lors de l'étude du coefficient de qualité de l'enceinte

Appelons F la fonction vectorielle qui permet de connaître le champ moyen ou le champ maximal. Cette fonction dépendra bien sûr de la fréquence via les propriétés de l'enceinte (principalement le coefficient de qualité).

$$F = \begin{pmatrix} F_1 = E_{\max}(P_0, f, Q) \\ F_2 = E_{\text{moy}}(P_0, f, Q) \end{pmatrix} \quad (\text{I-35})$$

Il "suffit" ensuite de déplacer ce système à l'intérieur de la cavité de sorte que le capteur parcoure toutes les positions possibles. Si on connaît la relation liant la puissance injectée et le champ maximal (resp. moyen), on connaîtra, sans la mesurer, la contrainte maximale (resp. moyenne) qu'aura subi le dispositif durant son déplacement. Bien évidemment, cette solution n'est pas viable d'un point de vue pratique. Le brassage mécanique ou électronique constitue une alternative au déplacement exhaustif de ce dispositif.

I.2.2. Brassage électronique - approche qualitative

I.2.2.1. Paramètres statistiques de l'évolution spatiale du champ électrique

Reprenons l'expérience de pensée dans laquelle un dispositif sous test est déplacé à l'intérieur de la cavité. Nous allons réaliser cette expérience en limitant le déplacement du dispositif suivant une seule direction de l'espace. On disposera ainsi d'une cartographie partielle du champ. Ce dispositif est un capteur de champ que nous avons fixé à un bloc de polystyrène expansé (connu pour sa transparence électromagnétique) posé sur une planche solidaire d'un rail de guidage et tractée par une ficelle à partir de l'extérieur de la cavité. La ficelle sort de la cavité par le nid d'abeille qui permet une aération de l'enceinte. Le schéma du dispositif est reporté Figure I-17. Signalons que ce dispositif a été conçu pour la chambre installée au CEG, il n'est pas disponible sur celle du LRPE. La principale difficulté rencontrée lors de la conception de ce dispositif fut d'obtenir une vitesse de déplacement constante du capteur.

Nous référencerons arbitrairement l'axe de déplacement par l'axe Oy . Des limitations mécaniques du dispositif nous empêchent de mesurer le champ sur toute la largeur de la chambre. Les mesures s'étendront de 18 à 346 cm d'une des parois. Lors du déplacement du capteur, un analyseur de spectre, calé sur la fréquence d'émission, relève la puissance recueillie par le capteur en fonction du temps. Cette puissance est reliée au champ par une fonction que nous appellerons G . En se reportant à l'annexe B, on précise cette fonction caractéristique du capteur utilisé :

$$G = (Z\omega^2\epsilon_0^2 A_e^2)E^2 \quad (\text{I-36})$$

Z : impédance normalisée de 50Ω

A_e : Aire équivalente du capteur (ACD7 : $A_e=10^{-3} \text{ m}^2$)

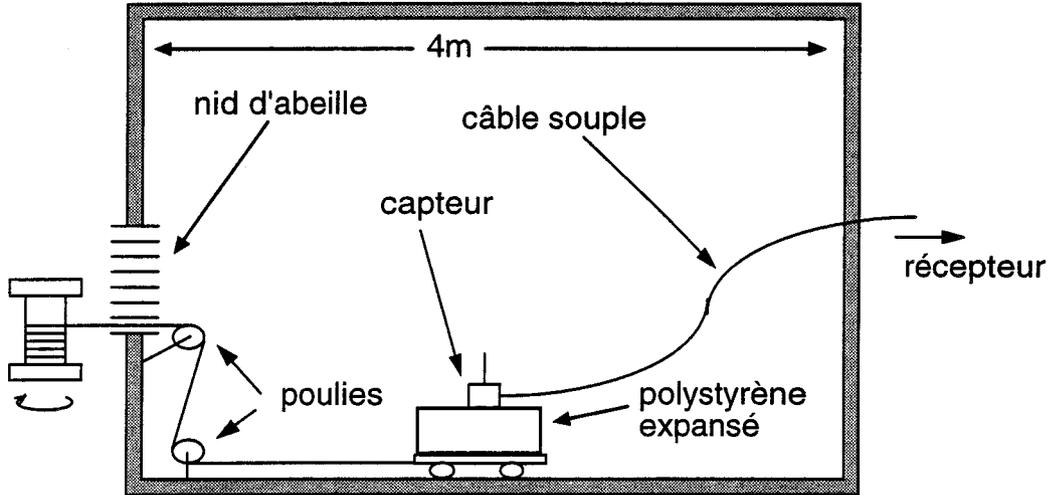


Figure I-17 Dispositif de mesure de distribution spatiale du champ

Puisque la vitesse de déplacement est constante, la courbe relevée par l'analyseur de spectre représente le champ électrique en fonction de la variable d'espace y . Un exemple d'un tel relevé est présenté Figure I-18 pour une fréquence d'émission $F_0=1\text{GHz}$ et une puissance injectée d'environ 50 mW . La résolution spatiale est d'environ 6 mm .

On constate que l'évolution du champ s'apparente bien à une variable quasi-aléatoire ; on n'observe *a priori* aucune périodicité spatiale que prédit l'approche modale. Si on s'intéresse aux paramètres statistiques de cette courbe, on mesure un champ maximum $E_{\text{max}}=15.2 \text{ V/m}$, un champ moyen $E_{\text{moy}} = 6.3 \text{ V/m}$ et un écart-type $\sigma_E=3.1 \text{ V/m}$.

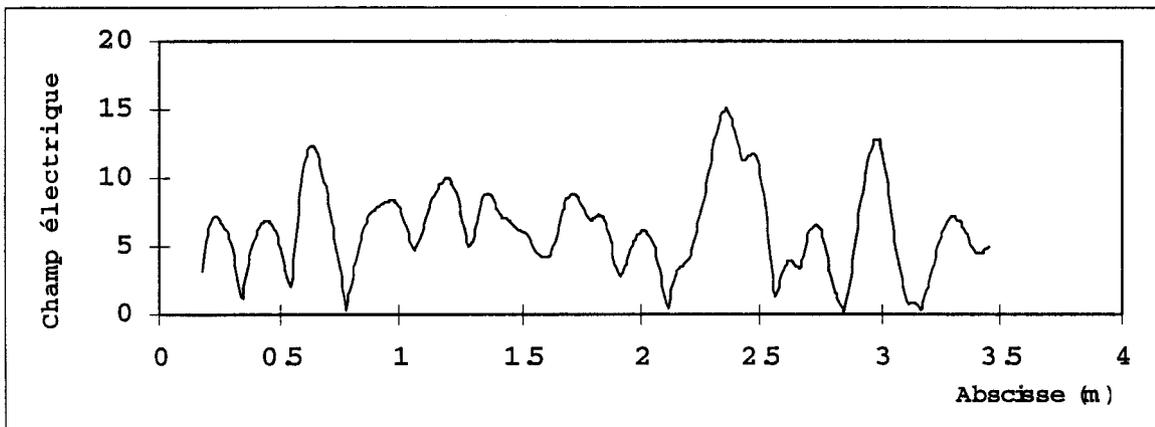


Figure I-18. Evolution spatiale du champ électrique (CW)

I.2.2.2. Paramètres statistiques de l'évolution fréquentielle (CW)

Comment retrouver ces paramètres statistiques sans déplacer le capteur dans l'enceinte? Une première méthode consiste à produire une excursion de la fréquence F_0 dans une bande Δf suffisamment étroite pour que les propriétés de l'enceinte et du capteur restent constantes. Autrement dit, les fonctions F et G introduites ci-dessus gardent les mêmes valeurs dans toute la bande de fréquence explorée.

Le résultat de cette expérience réalisée dans une bande de fréquence de 10 MHz autour de 1 GHz est présenté Planche I-8. La puissance injectée est toujours de 4W, l'évolution fréquentielle de la puissance issue du capteur a été relevée pour deux positions différentes y_1 et y_2 du capteur choisies aléatoirement.

Dans le Tableau I-2, nous avons reporté, pour chacune des positions, le champ moyen, maximum et l'écart-type, ainsi que les paramètres statistiques relevés lors de l'expérience précédente, c'est-à-dire lorsque la fréquence était fixe et que le capteur se déplaçait suivant un axe parallèle à Oy .

Tableau I-2 Statistiques du champ mesuré

	$E_{\max}(\text{V/m})$	$E_{\text{moy}}(\text{V/m})$	$\sigma_E(\text{V/m})$
Fréquence variable, position y_1	17.1	6.4	3.4
Fréquence variable, position y_2	21.1	7.4	4.1
Position variable, fréquence 1GHz	15.2	6.3	3.1

On constate que les paramètres statistiques sont très peu différents entre les points y_1 et y_2 . Ils sont aussi très proches de ceux relevés pendant un déplacement suivant Oy (différence inférieure à 2 dB). Cette similitude entre les différentes statistiques calculées suggère un processus ergodique.

Un exemple typique de ce type de processus est la vitesse d'une particule dans un gaz parfait. On peut alors caractériser la distribution statistique de cette vitesse de deux manières : soit s'intéresser à l'instant t à la vitesse d'un grand nombre de particules, soit suivre l'évolution temporelle de la vitesse d'une seule particule. La condition généralement admise pour qu'un processus soit ergodique est que ce système passe tôt ou tard dans tous ses états possibles. L'ergodisme est généralement vérifié par l'expérience. Lorsqu'on suppose l'ergodisme, la vitesse moyenne peut donc se calculer de deux manières:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i \right) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_{t=0}^T v(t) dt \right) \quad (\text{I-37})$$

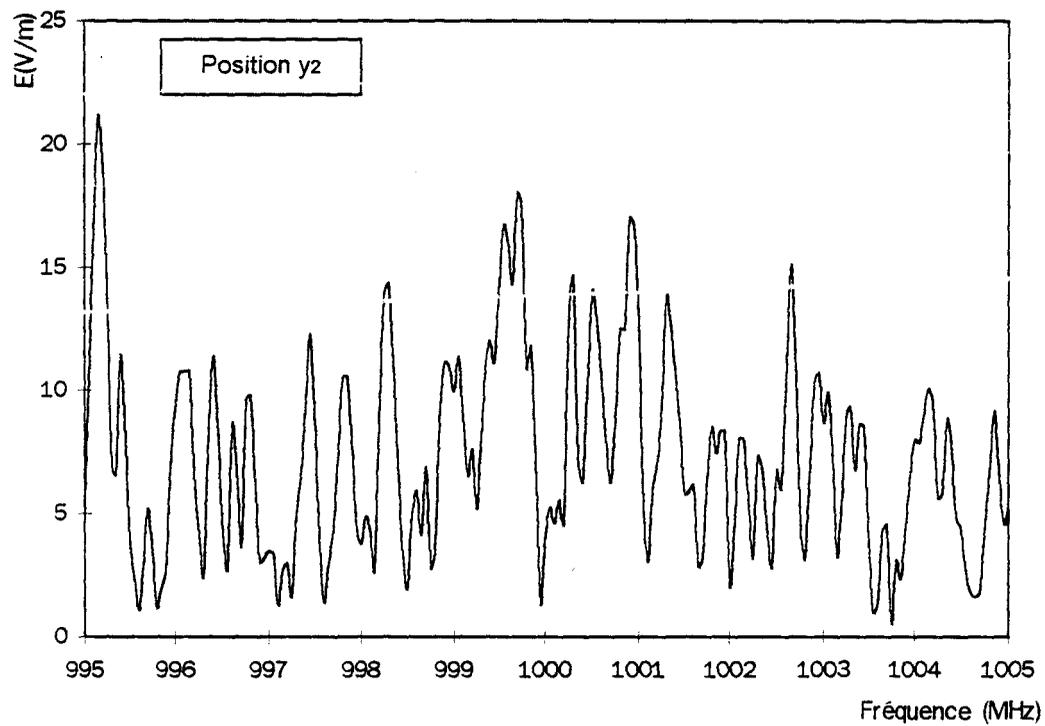
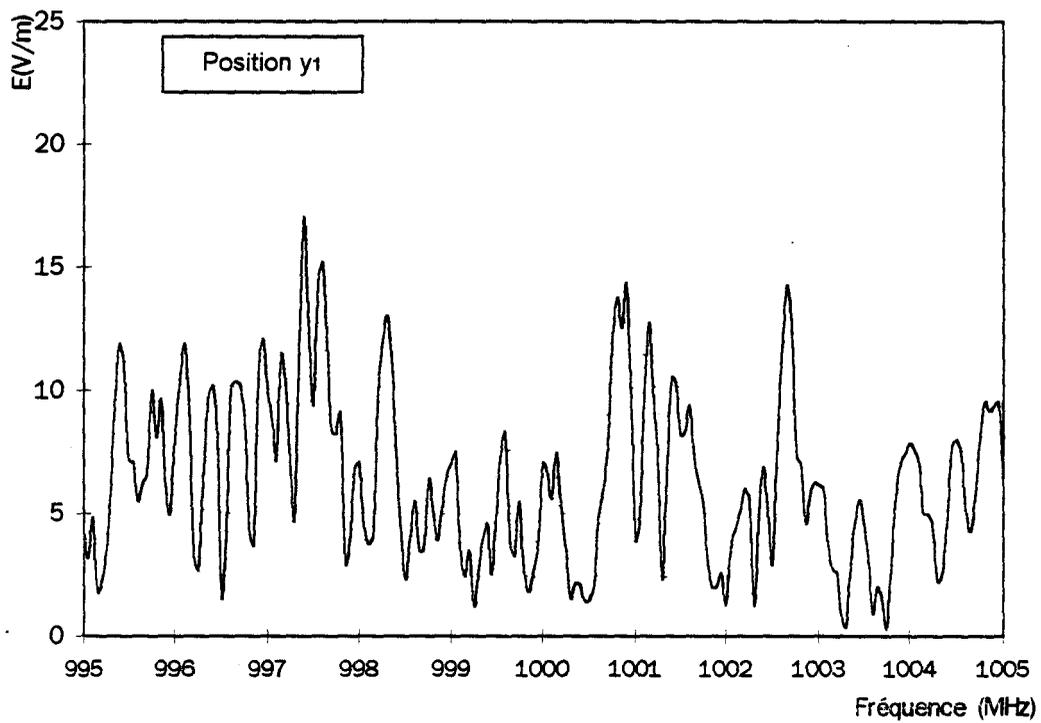


Planche I-8 Evolution fréquentielle du champ pour deux positions différentes d'un observateur

Dans notre cas, le fait de pouvoir retrouver une statistique de deux manières différentes nous amènera à parler de pseudo-ergodisme entre la variable espace et la variable fréquence. Il en découle que si l'on connaît les fonctions F et G, on peut connaître le champ maximum dans l'enceinte, sans déplacer le capteur, en mesurant la puissance du capteur sur une plage Δf suffisamment large pour que la statistique soit représentative. Cette manière de procéder est certes plus pratique que de déplacer le capteur à l'intérieur de l'enceinte, mais elle n'est pas forcément plus rapide.

I.2.2.3. Excursion fréquentielle à l'aide d'un bruit blanc

Une façon plus rapide d'obtenir l'évolution fréquentielle de la puissance recueillie par le capteur dans la bande Δf est d'envoyer un bruit blanc dans l'enceinte. En fait, un signal dont la densité spectrale de puissance est constante dans la bande Δf suffit. La manière d'obtenir ce bruit a été exposée dans les paragraphes précédents, nous n'y revenons pas. Lorsqu'on mesure le spectre en sortie du capteur, la courbe obtenue est alors homothétique à la mesure effectuée fréquence par fréquence, comme le montre la Planche I-9. La courbe (a) correspond à une mesure effectuée fréquence par fréquence dans une bande de 4 MHz. La courbe (b) correspond, elle, à une mesure directe du spectre du signal issu du capteur lorsque qu'un bruit blanc est injecté dans l'enceinte. Les niveaux mesurés sont évidemment différents. Dans le premier cas, il s'agit de la puissance d'un signal CW, dans le deuxième, il s'agit de la puissance de bruit dans la bande couverte par la largeur du filtre de résolution ($RB=10$ kHz) de l'analyseur de spectre.

Pour relever le maximum, un analyseur de spectre est indispensable. Par contre, si on ne s'intéresse qu'à la puissance moyenne P_{moy} , on peut recourir à un wattmètre qui donnera la puissance totale dans la bande Δf . En effet, cette puissance totale n'est autre que Δf multiplié par P_{moy} car

$$P_{tot} = \int_{\Delta f} P(f) df = \Delta f P_{moy} \quad (I-38)$$

Cette technique d'injection de bruit correspond au brassage électronique. Ici, nous n'utilisons volontairement pas le terme "brassage électronique *de modes*" puisque nous avons abandonné le concept de modes propres de la cavité. Que brasse-t-on alors? Dans cette approche quasi-optique, le champ à un endroit donné dépendra de la différence de marche relative des différentes ondes qui illuminent le dispositif. Cette différence de marche exprimée en longueurs d'onde dépend bien entendu de la fréquence.

En faisant varier la fréquence, on modifie l'interaction de ces ondes au niveau du dispositif. On peut toujours employer le terme de mode, à l'instar de W. Jarva [12], en tant que mode de fonctionnement de la chambre, sans spécialement faire allusion aux modes propres d'une cavité. Ce sont ces modes de fonctionnement que l'on perturbe, que l'on brasse, en modifiant la fréquence de la source.

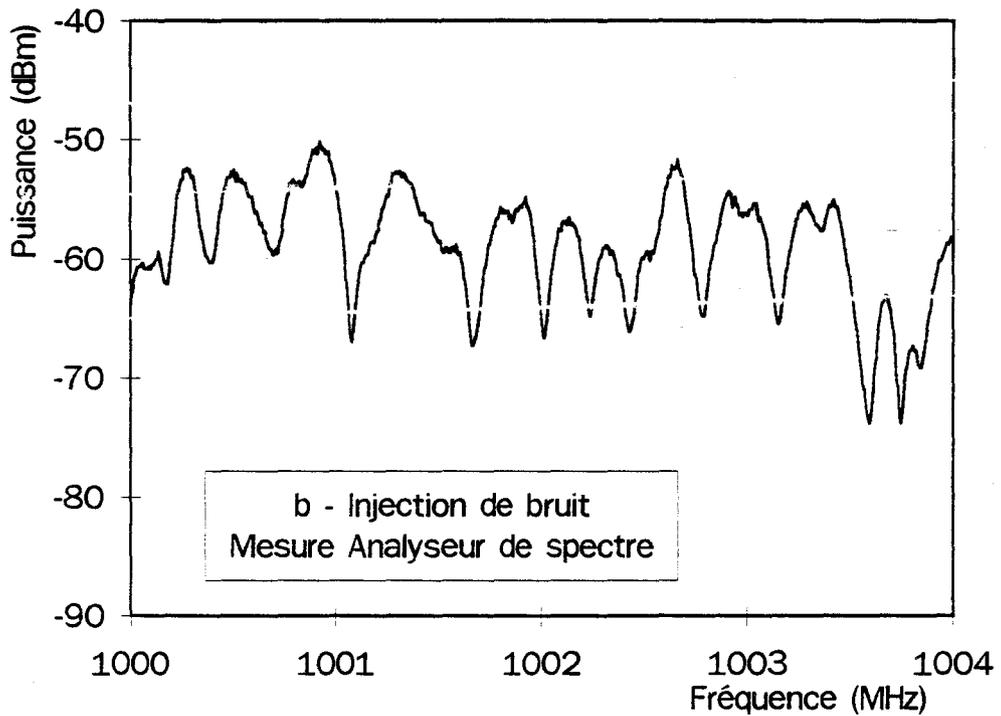
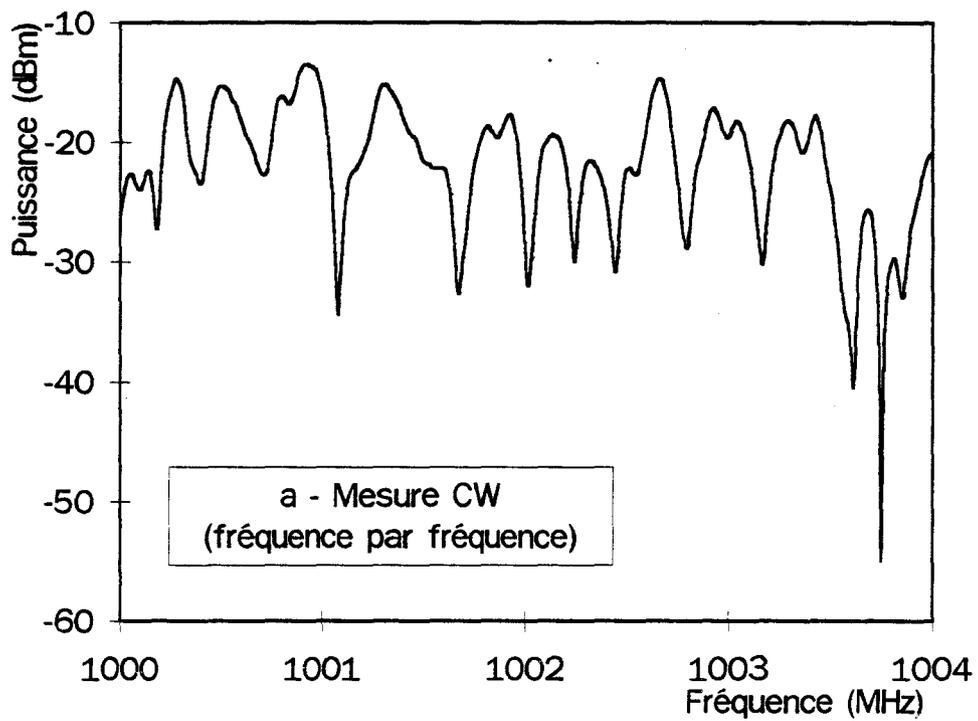


Planche I-9 Comparaison entre un balayage fréquence par fréquence et une mesure de spectre avec injection d'un bruit blanc

La question qui se pose immédiatement est de savoir quelle largeur de bande Δf utiliser. Il s'agit en fait de satisfaire un compromis entre un Δf trop petit qui ne permettrait pas d'obtenir une représentation statistique suffisante et un Δf trop grand à l'intérieur duquel le produit F.G pourrait présenter d'importantes fluctuations.

En pratique, l'évolution fréquentielle de la fonction F sera déterminée par les caractéristiques électromagnétiques de l'enceinte (coefficient de qualité), la courbe de gain des amplificateurs et les performances du mélangeur. Globalement, on peut considérer que la contribution de tous ces éléments de la chaîne restera quasiment constante sur des bandes de fréquence de quelques dizaines de MHz

Par contre, la fonction G qui est caractéristique du dispositif testé peut fluctuer très rapidement, notamment dans le cas de dispositifs résonants. Dans le cas présent, il s'agissait d'un capteur de champ pour lequel G est connu. Dans un cas général, G est inconnu (d'ailleurs, c'est souvent ce qu'on cherche) et peut présenter des extremums très aigus.

Ce cas extrême peut se présenter, par exemple, sur des cavités à très fort coefficient de surtension. Ce sera également le cas pour des systèmes dont le dysfonctionnement est dû à une interaction de l'onde incidente avec l'horloge interne, fonctionnant à une fréquence très précise.

Dans de tels cas, on se rend compte expérimentalement que la reproductibilité de l'expérience n'est pas satisfaisante. Ce phénomène s'explique en partie lorsqu'on raisonne sur une représentation spectrale du signal agresseur et de l'évolution fréquentielle de la courbe de sensibilité du système étudié. Pour ce système, seule importe la puissance comprise dans sa bande de susceptibilité. Or, sur une bande étroite de fréquence (inférieure au MHz), les propriétés d'homogénéité ne sont pas vérifiées.

La compréhension précise de ce phénomène est difficile car il n'est pas certain qu'un raisonnement dans le domaine fréquentiel soit le plus adéquat. En effet, pour un signal aléatoire, la densité spectrale de puissance est la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation. C'est un artifice mathématique utile, mais qui a peu de sens lorsqu'on considère des temps très courts. Il est probable qu'un raisonnement dans le domaine temporel soit alors plus adapté.

Tout en gardant à l'esprit que ce problème existe, nous l'éluderons dans notre thèse et nous nous limiterons aux systèmes dont la bande de susceptibilité est suffisamment large pour que les paramètres statistiques du champ perturbateur soient homogènes. La limite acceptable de la largeur de bruit minimum est traitée dans le prochain paragraphe.

I.2.3. Approche quantitative - performances du brassage électronique

I.2.3.1. Recherche d'un critère d'homogénéité

Nous venons de voir comment, qualitativement, le brassage électronique produisait un champ indépendant de la localisation du capteur. Cette homogénéité n'est bien sûr pas parfaite, il convient dès lors de la quantifier en fonction des paramètres de mesure, essentiellement la fréquence de travail et la largeur de bruit. On peut par exemple mesurer le champ à deux endroits différents. On relève, pour chaque position, l'évolution fréquentielle du champ électrique, la différence de champ entre les deux positions est alors caractéristique de l'homogénéité. Nous verrons par la suite les limitations de cette démarche. Un exemple d'une telle mesure sur l'installation du CEG est présenté Planche I-10 entre 500 MHz et 3 GHz, avec un bruit de 10 MHz et de 2 MHz de part et d'autre de la porteuse.

Pour le bruit de 2 MHz, l'écart maximum est de 6 dB, avec un écart-type de 1.6 dB. Lorsque la largeur de bruit est augmentée à 10 MHz, ces valeurs tombent respectivement à 2.4 et 0.7 dB.

Cette manière de caractériser l'homogénéité présente l'avantage d'être assez rapide, mais elle n'est pas très précise. Pour améliorer la précision, on peut multiplier le nombre de positions explorées et relever le plus grand écart entre les différentes mesures. Mais il reste quand même deux inconvénients majeurs. Le premier est la non exhaustivité de la mesure. Est-on certain que le champ n'est pas très différent à un endroit particulier?

L'autre inconvénient apparaît lorsqu'on définit le critère d'homogénéité par une grandeur statistique comme l'écart-type. On le calcule en effet sur tous les échantillons disponibles qui proviennent de mesures effectuées à différentes fréquences. Si le phénomène étudié n'est pas stationnaire, au sens fréquentiel du terme, cette méthode se révèle erronée.

I.2.3.2. Définition d'un critère spatial continu

Etant donné les limitations d'un critère discret (mesure sur 2 ou plusieurs points), il nous paraît intéressant de mettre notre dispositif de déplacement du capteur à profit pour définir un critère d'homogénéité spatiale basé sur une exploration continue. Certes, l'exploration suivant un seul axe de mesure n'est pas non plus exhaustive, mais la statistique ainsi obtenue pourra être considérée comme bien meilleure qu'avec des mesures ponctuelles.

L'expérience consiste donc à relever l'amplitude du champ en fonction de l'abscisse y pour différentes fréquences de travail et différentes largeurs de bruit.

Un exemple de relevé est présenté Planche I-11, pour un bruit de 10 MHz et de 2 MHz de part et d'autre de la porteuse. De telles courbes illustrent parfaitement l'homogénéité spatiale qu'il est possible d'atteindre avec le brassage électronique de modes.

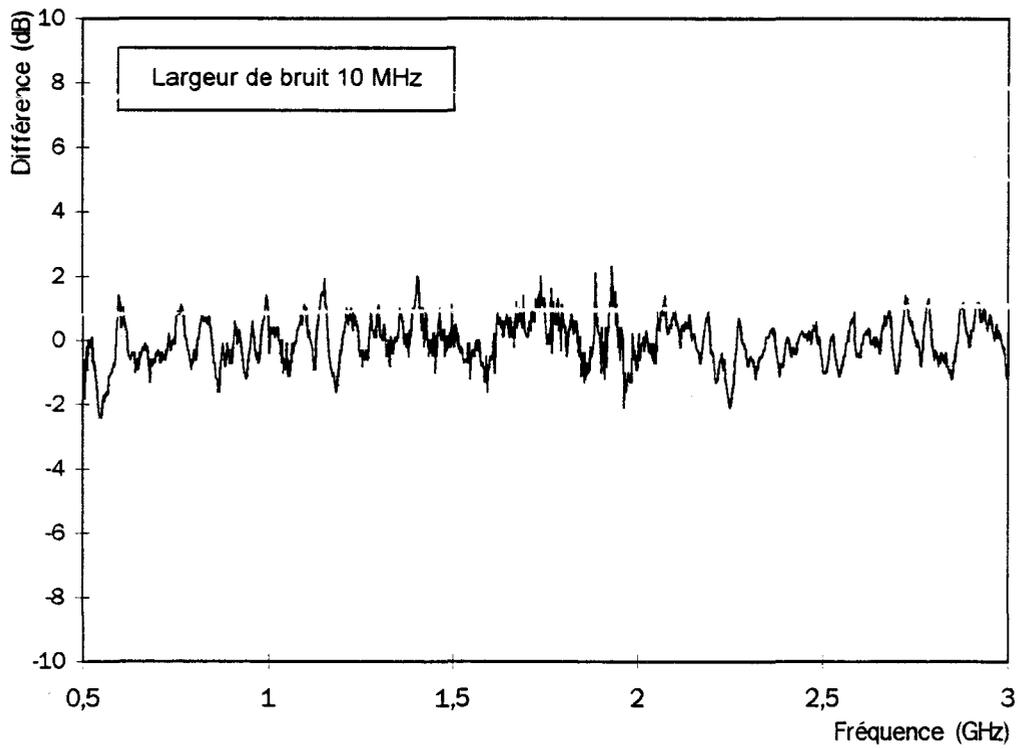
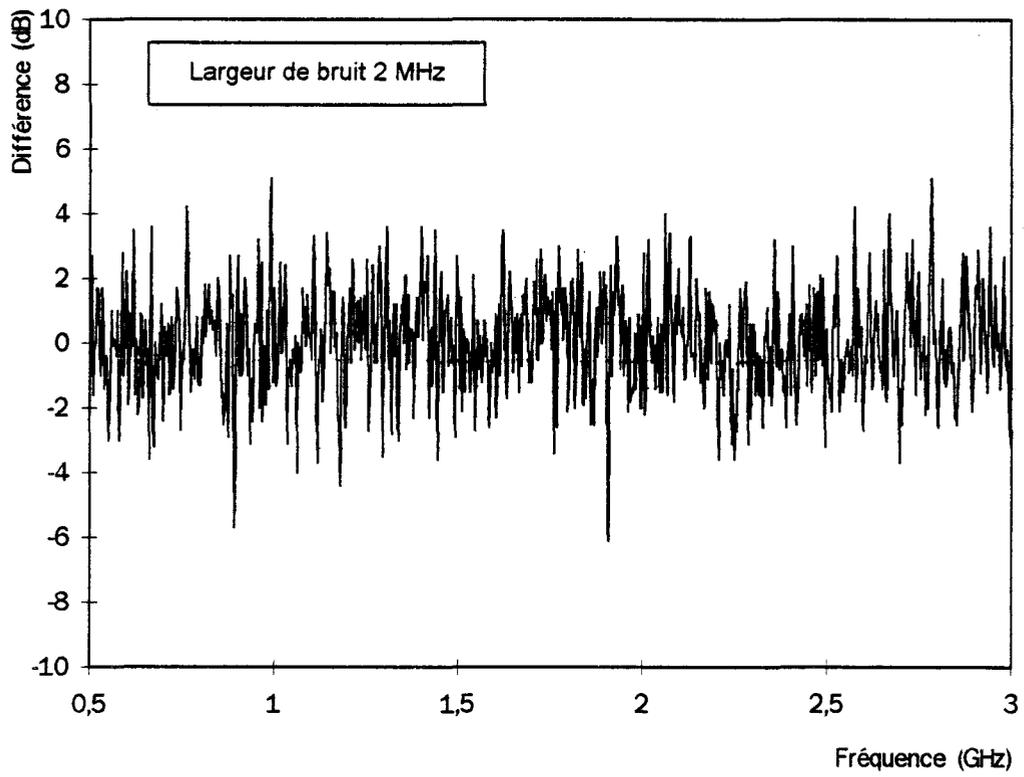


Planche I-10 Différence de champ entre deux positions d'un capteur

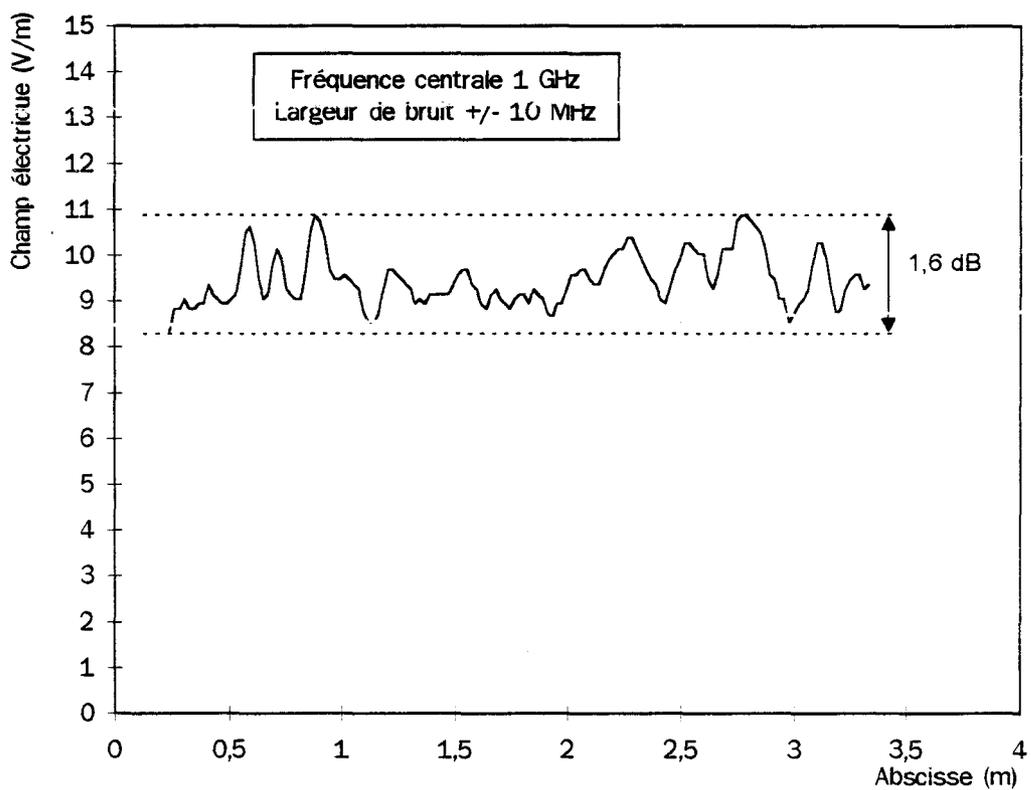
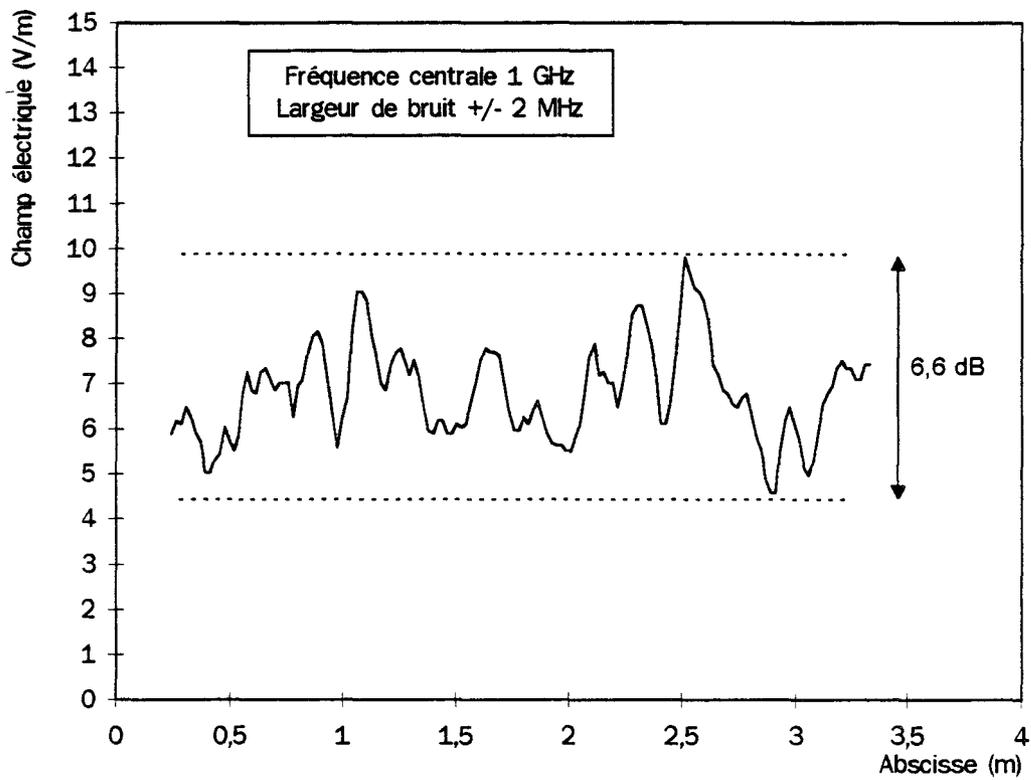


Planche I-11 Evolution spatiale du champ électrique avec un brassage sur 2 x 10MHz et 2 x 2 MHz autour de 1 GHz.

La grandeur que nous utiliserons pour quantifier l'homogénéité sera simplement le rapport entre le champ maximal et le champ minimal exprimé en décibels. A titre de comparaisons, rappelons que la norme en vigueur (1000-4-3) pour les mesures en chambre anéchoïque impose, dans la zone de champ uniforme une homogénéité de [0,+6dB]. En d'autres termes, si on se fixe un champ de référence de 3 V/m, le champ dans la zone tranquille devra être compris entre 3 et 6 V/m. Précisons que, d'après la norme citée, ce critère doit être vérifié pour seulement 12 points des 16 qui quadrillent la zone uniforme. Autrement dit, notre critère sera plus strict que celui choisi pour les chambre anéchoïques.

L'homogénéité en chambre réverbérante dépend *a priori* de deux paramètres : la fréquence de travail F_0 et la largeur de bruit Δ_{FB} . Six fréquences espacées d'une octave seront explorées entre 250 MHz et 8 GHz. Les largeurs de bruit testées seront de 2, 5, 10, 20, 50 et 100 MHz pour lesquelles la mesure de champ s'effectue à l'aide d'un wattmètre large bande.

Puisque le mélangeur répartit la puissance de bruit de part et d'autre de la porteuse, l'étendue spectrale du signal injecté dans l'enceinte est le double des valeurs citées. Nous explorerons également des largeurs de bruit plus faibles : 1 et 2 MHz pour lesquelles le signal est mesuré sur l'analyseur de spectre dont la bande de résolution est respectivement de 1 et 2 MHz.

Le Tableau I-3 résume l'homogénéité relevée en fonction de ces deux paramètres. Les cases vident correspondent aux couples (F_0, Δ_{FB}) pour lesquels nous n'avons pas jugé utile de faire la mesure. Nous avons en effet estimé qu'une largeur de bruit supérieure à 20% de la fréquence centrale n'aurait pas de sens lors des applications pratiques.

Tableau I-3 Niveau d'homogénéité (E_{max}/E_{min} en dB) en fonction de F_0 et Δ_{FB}

$2\Delta_{FB} \setminus F_0$	250 MHz	500 MHz	1 GHz	2 GHz	4 GHz	8 GHz
RB=1 MHz	15.2	8.3	7.3	10.4	12.0	14.7
RB=2 MHz	9.7	7.3	7.1	8.4	8.3	10.0
4 MHz	4.7	5.0	6.6	5.7	7.6	10.8
10 MHz	2.6	3.6	3.1	3.3	5.4	6.0
20 MHz	3.6	2.5	1.6	1.8	2.5	4.3
40 MHz	3.6	2.5	1.6	1.8	2.5	4.3
100 MHz		2.3	1.0	1.1	1.8	2.6
200 MHz			0.9	1.0	1.6	2.2

On se rend bien compte de l'intérêt de la chambre réverbérante à brassage électronique par rapport aux chambres anéchoïques : avec des largeurs de bruit importantes, l'homogénéité est bien meilleure que les 6 dB requis pour ces dernières.

Puisqu'une représentation graphique est souvent plus parlante qu'un tableau de chiffres, les résultats sont présentés, sur la Planche I-12, sous forme de réseau de courbes paramétrées. Le graphique du haut représente, à fréquence de travail constante, l'évolution de l'homogénéité en fonction de la largeur de bruit.

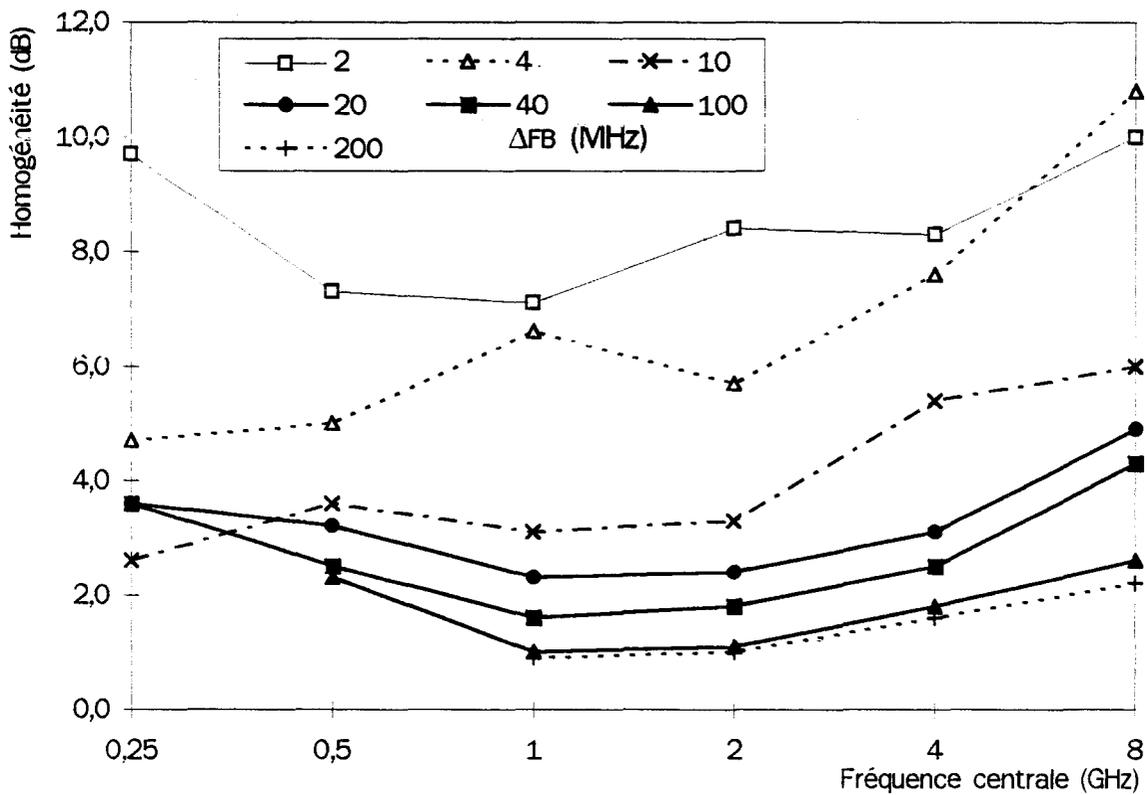
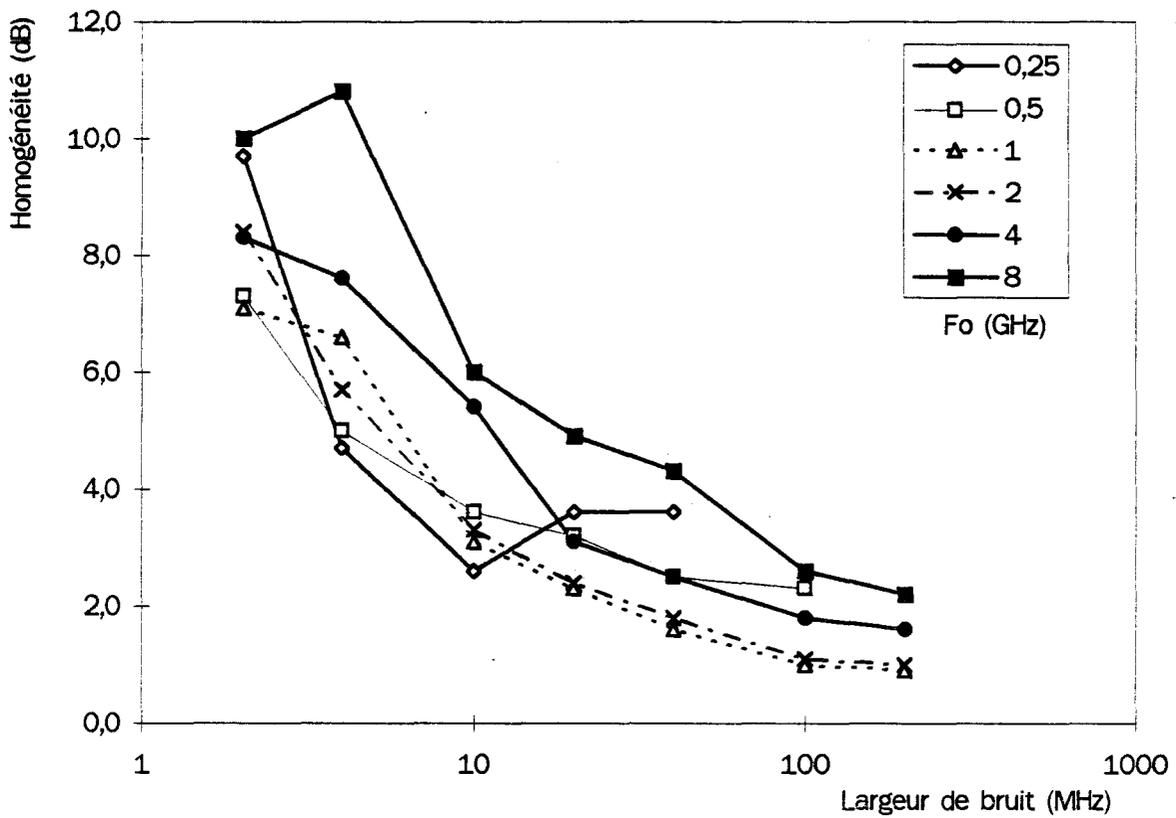


Planche I-12 Evolution de l'homogénéité en fonction de la largeur de bruit et de la fréquence de travail

Le graphique du bas montre, à largeur de bruit constant, l'évolution de l'homogénéité en fonction de la fréquence de travail. Nous avons écarté d'emblée les résultats correspondant à un bruit de 1 MHz qui ne permet pas du tout d'obtenir une homogénéité satisfaisante.

Il est important d'évaluer la précision des chiffres portés dans le Tableau I-3. Cette précision est assez difficile à estimer. On sait néanmoins qu'elle est bien meilleure en haute fréquence qu'en basse fréquence. En effet, les évolutions spatiales obtenues, par exemple, à 8 GHz présentent des fluctuations très denses. Le calcul de paramètres statistiques sera donc entaché d'une erreur relativement faible. Des mesures réalisées à des fréquences très proches de 8 GHz nous ont permis d'évaluer la précision à environ 10 ou 20 %. Par contre, à la fréquence de 250 MHz, on n'observe que 3 maximums sur l'évolution spatiale du champ. Dans ce cas, la mesure le long d'un axe unique est beaucoup moins représentative des fluctuations du champ dans tout le volume de la chambre. L'erreur commise peut alors être de 100 %, voire plus. C'est donc plus sur l'évolution globale des courbes d'homogénéité que nous baserons notre interprétation.

I.2.3.3. Interprétation des résultats

Deux résultats importants ressortent de nos mesures. Premièrement, à fréquence fixe, l'homogénéité est d'autant meilleure que la largeur de bruit est importante. Et ceci, quelle que soit la fréquence centrale considérée. Ce résultat semble évident. Un raisonnement basé sur la théorie modale l'expliquerait par une augmentation du nombre de fréquences de résonance couvertes par l'étendue spectrale du signal injecté. Par un raisonnement basé sur une approche statistique, on explique ce résultat en disant que plus on dispose d'échantillons décorrélés, plus l'erreur sur la valeur moyenne ou maximale sera faible.

Le deuxième résultat est plus surprenant. Pour une même largeur de bruit, l'homogénéité s'améliore entre 250 MHz et 1 GHz pour ensuite se détériorer à mesure que la fréquence augmente. Cette fois-ci ce résultat est en contradiction avec les prévisions de la théorie modale. En effet, celle-ci prédit que l'homogénéité s'améliore lorsque le nombre de fréquences de résonance couvertes par le bruit augmente. Puisque la densité de modes croît avec le carré de la fréquence, on pourrait s'attendre, à Δ_{FB} constant, à une meilleure homogénéité en haute fréquence.

Dans notre approche statistique, nous avons montré expérimentalement que les fluctuations fréquentielles du champ électromagnétique n'étaient pas plus denses à 3 GHz qu'à 1 GHz. Au contraire. La conséquence de ceci est que les paramètres statistiques sont estimés sur une plage de fréquence qui englobe moins de fluctuations qu'à 1 GHz. Cette estimation sera donc moins représentative, d'où une plus grande dispersion des résultats. Ces courbes nous permettent de situer approximativement la fréquence au-delà de laquelle la théorie modale semble inadaptée. En effet, jusque 1 GHz, l'approche modale permet d'expliquer qualitativement l'évolution fréquentielle de l'homogénéité. Puisque ce n'est plus le cas pour les fréquences supérieures, il semble raisonnable d'estimer à 1 GHz la limite d'utilisation de l'approche modale.

I.2.4. Brassage mécanique

I.2.4.1. Approche qualitative

Dans notre approche statistique, nous avons abordé en premier lieu le brassage électronique. Pour cela, nous avons montré le pseudo-ergodisme entre une représentation spatiale et fréquentielle du champ électrique. La justification expérimentale ne pouvait se faire que sur l'installation du CEG, où a été développé le dispositif permettant une cartographie partielle du champ.

Pour justifier le brassage mécanique par cette approche statistique, nous relaterons des expériences menées à Lille, où un brasseur mécanique de modes est disponible. Mais restons un peu dans la chambre du CEG pour mener une expérience révélatrice. Cette expérience consiste toujours à relever l'évolution spatiale du champ électrique, mais après avoir immergé un objet métallique dans l'enceinte. Il s'agit, en l'occurrence, d'une antenne biconique dont la dimension longitudinale est de 1.2m. Cette antenne n'est connectée à aucun récepteur ; elle constitue simplement une perturbation qui va apporter son empreinte électromagnétique. L'expérience est réalisée à 1GHz, pour deux orientations différentes de l'objet perturbateur. La puissance injectée est d'environ 50 mW, comme pour l'expérience relatée sur la Figure I-18. Les évolutions spatiales du champ en présence de l'antenne sont reportées Planche I-13.

Comme on pouvait l'imaginer, les deux évolutions sont différentes puisque l'objet perturbateur affecte la répartition du champ à l'intérieur de l'enceinte. Ces évolutions sont également différentes de celles relevées en l'absence de l'antenne (Figure I-18). Rappelons que notre objectif est de retrouver les paramètres statistiques de l'évolution spatiale du champ sans déplacer le capteur. Or, les niveaux moyens et maximums des courbes de la Planche I-13 sont pratiquement les mêmes (différence inférieure à 1,7 dB) que ceux de Figure I 18.

Ceci suggère que pour une position donnée du capteur, on pourrait connaître les paramètres statistiques recherchés en positionnant l'objet perturbateur à un grand nombre d'endroits différents et en effectuant ensuite une statistique sur ces différentes positions.

Afin d'étayer notre propos, nous effectuons deux expériences sur l'installation de Lille où un brasseur de modes est disponible. Par construction, ce brasseur joue tout à fait le rôle d'un objet perturbateur dont on fait varier l'orientation.

La première expérience consiste à relever l'évolution fréquentielle de la puissance recueillie sur une antenne de réception de type cornet. Le brasseur est immobile. Une antenne semblable est utilisée en émission, la puissance injectée est de 1 mW soit 0 dBm. La bande de fréquence étudiée s'étend sur 10 MHz autour de 1 GHz. Le résultat est présenté Planche I-14a.

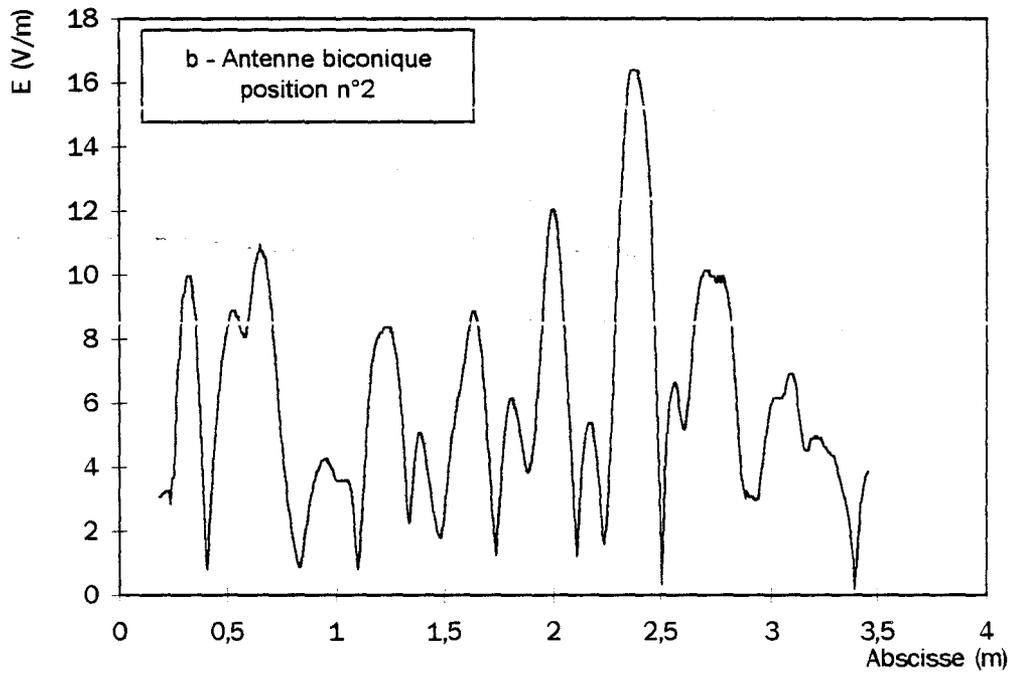
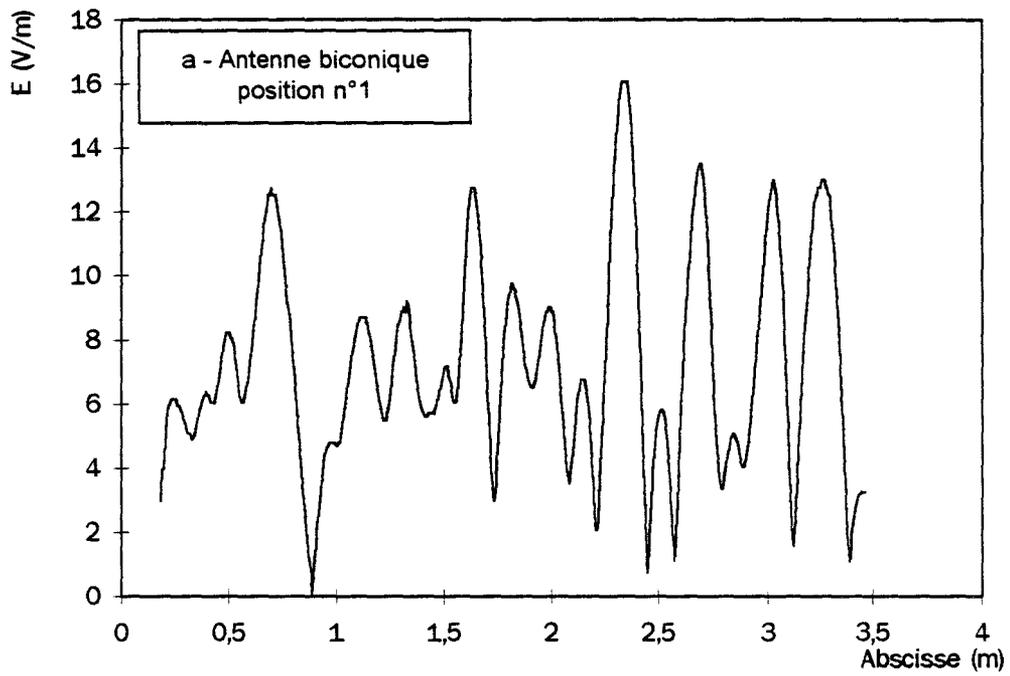


Planche I-13 Cartographie du champ en présence d'un objet perturbateur

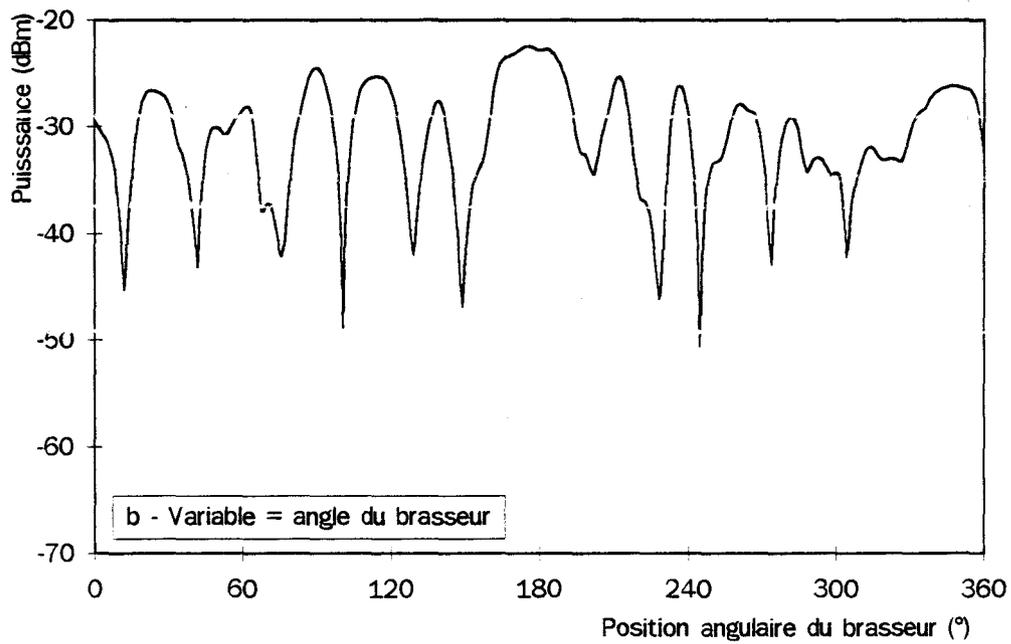
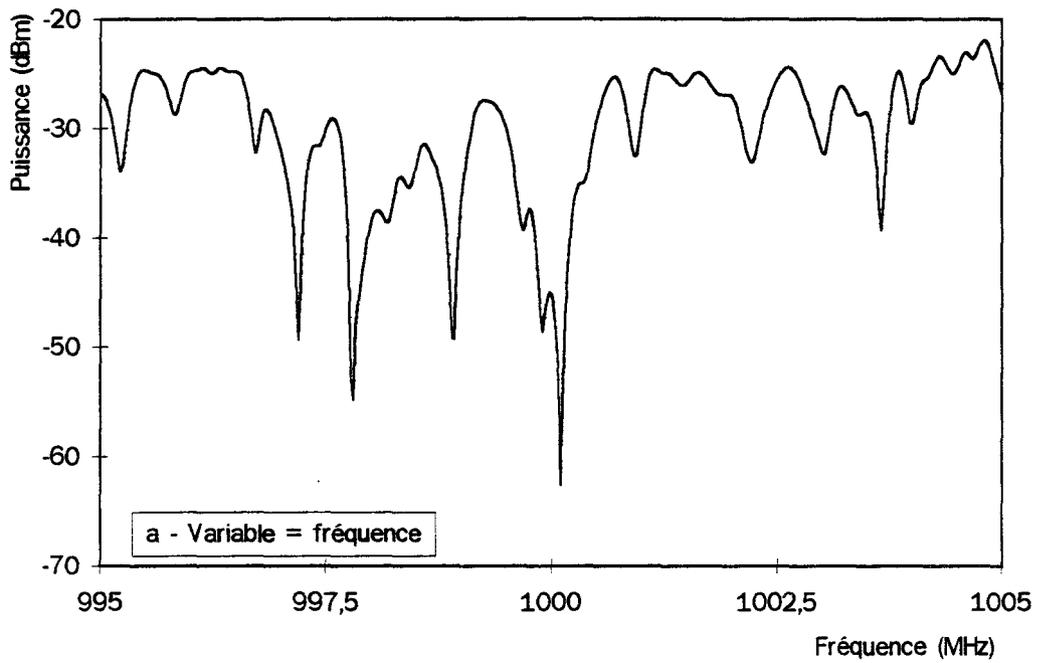


Planche I-14 Représentation fréquentielle et angulaire de la puissance recueillie sur l'antenne de référence

La deuxième expérience consiste, pour une fréquence d'émission fixe de 1 GHz, à relever la puissance reçue en fonction de la position angulaire θ du brasseur de modes. Le résultat est présenté Planche I-14b. Cette puissance exprimée en dBm peut être considérée comme une variable aléatoire sur laquelle on effectue des statistiques. Comme le montrent les valeurs portées dans le Tableau I-4, les différentes statistiques (moyenne, maximum et écart type) sont relativement proches de celles obtenues à fréquence variable et brasseur immobile. Autrement dit, on peut admettre l'ergodisme entre la variable fréquence et la variable θ .

Tableau I-4 Statistique sur la puissance de référence

variable	Maximum	moyenne	écart-type
fréquence	-21.9	-30.4	6.5
angle du brasseur	-22.4	-31.2	5.3

Puisque nous avons montré l'ergodisme entre la fréquence et l'espace, on peut admettre l'ergodisme entre l'espace et la variable θ . Ce qui découle de cette propriété, c'est que pour connaître la statistique de la distribution spatiale du champ, on peut utiliser un capteur fixe et mesurer la statistique temporelle du champ mesuré en fonction de la position angulaire du brasseur de modes.

C'est cette dernière propriété qui, dans l'approche statistique, est à la base du brassage mécanique. La statistique effectuée sur une rotation du brasseur de modes ne dépendra pas de la position considérée, d'où une homogénéité statistique du champ électromagnétique à l'intérieur de l'enceinte. Si l'antenne d'émission est disposée de manière à ce qu'aucune polarisation soit privilégiée, ce résultat est valable quelle que soit l'orientation du capteur. Aux propriétés d'homogénéité du champ, on peut donc rajouter l'isotropie statistique.

I.2.5. Approche quantitative - performances du brassage mécanique

I.2.5.1. Choix d'un critère d'homogénéité spatiale

Dans ce paragraphe, nous nous proposons de décrire un protocole de mesure permettant de quantifier l'homogénéité obtenue avec l'utilisation du brassage mécanique de modes. Puisque cette étude sera menée sur l'installation du LRPE, il ne sera pas possible d'utiliser un critère basé sur les fluctuations spatiales du champ électromagnétique. Notre approche sera calquée sur le protocole utilisé par différents auteurs [5],[11],[13]. Il s'agit de mesurer le champ électrique E en différents points distincts et caractériser l'homogénéité par le plus grand rapport des amplitudes mesurées en chacun de ces points. Ce rapport sera ensuite exprimé en unités logarithmiques, ce qui revient à calculer la différence ΔE des amplitudes en dBV/m.

Comme nous l'avons signalé précédemment, l'estimation de l'homogénéité par une mesure effectuée à seulement quelques emplacements peut paraître insuffisante car non représentative

des fluctuations spatiales réelles du champ. Une approche plus rigoureuse consisterait à mesurer le champ à un très grand nombre d'endroits et d'estimer ensuite la plus grande différence observée. Cette manière de procéder serait bien entendue très longue à mettre en oeuvre.

Plutôt que de déplacer le capteur à différents endroits dans la chambre, nous allons mettre à profit les propriétés d'ergodisme entre l'espace et la fréquence. Ainsi, le déplacement du capteur sera remplacé par un déplacement de la fréquence. Si on suppose que les propriétés statistiques de l'évolution fréquentielle du champ est localement stationnaire, on peut estimer ses paramètres statistiques sur un grand nombre de mesures situées dans une plage étroite de fréquence.

Pour ne pas fausser l'estimation, il faut considérer des échantillons non corrélés, c'est-à-dire suffisamment éloignés dans l'espace des fréquences pour être indépendants les uns des autres. L'expérience montre que l'intervalle fréquentiel qui satisfait cette condition est de l'ordre de quelques centaines de kHz dans la gamme d'utilisation de la chambre réverbérante. Nous estimerons donc l'homogénéité sur 150 mesures espacées de 1 MHz.

I.2.5.2. Estimation de l'homogénéité en brassage mécanique

L'antenne d'émission utilisée pour cette mesure est un cornet "double ridge" fonctionnant dans la gamme 1-18 GHz. Nous explorerons des fréquences centrales séparées d'une octave, compatibles avec la bande passante de l'antenne d'émission : 1, 2, 4, 8 et 16 GHz. Comme nous le verrons au deuxième chapitre, le champ électrique est proportionnel à la racine carrée de la puissance recueillie sur l'antenne, nous pourrions caractériser l'homogénéité par le rapport des puissances reçues pour deux positions du cornet récepteur.

L'expérience se déroule donc comme suit ; l'antenne d'émission est fixe et injecte une puissance constante dans l'enceinte. Le cornet récepteur, connecté à l'analyseur de spectre, est placé de manière quelconque (position 1). Le brasseur mécanique est en rotation continue avec une période de rotation de 5 secondes. Pour chacune des 150 fréquences autour des fréquences centrales (1 GHz, 2 GHz, etc.), nous relevons le maximum de puissance $P_{\max 1}$ sur un tour et la puissance moyenne $P_{\text{moy}1}$. Ensuite, on change la position de l'antenne réceptrice (position 2), ainsi que sa polarisation et on mesure les puissances $P_{\max 2}$ et $P_{\text{moy}2}$. On calcule enfin la différence de puissance entre les deux positions, tant pour la puissance maximale ($\Delta P_{\max} = P_{\max 2} - P_{\max 1}$), que pour la puissance moyenne ($\Delta P_{\text{moy}} = P_{\text{moy}2} - P_{\text{moy}1}$). Ces quantités seront prises en valeur absolue.

Un exemple de cette différence (ΔP_{\max} en dB = ΔE_{\max} en dB), autour de 1 GHz, est reporté Planche I-15 où nous avons également tracé une estimation de la fonction de distribution des échantillons, qui s'apparente, en première approximation, à une fonction de Gauss. Les paramètres statistiques de cette distribution seront, à notre sens, caractéristiques de l'homogénéité du champ électromagnétique.

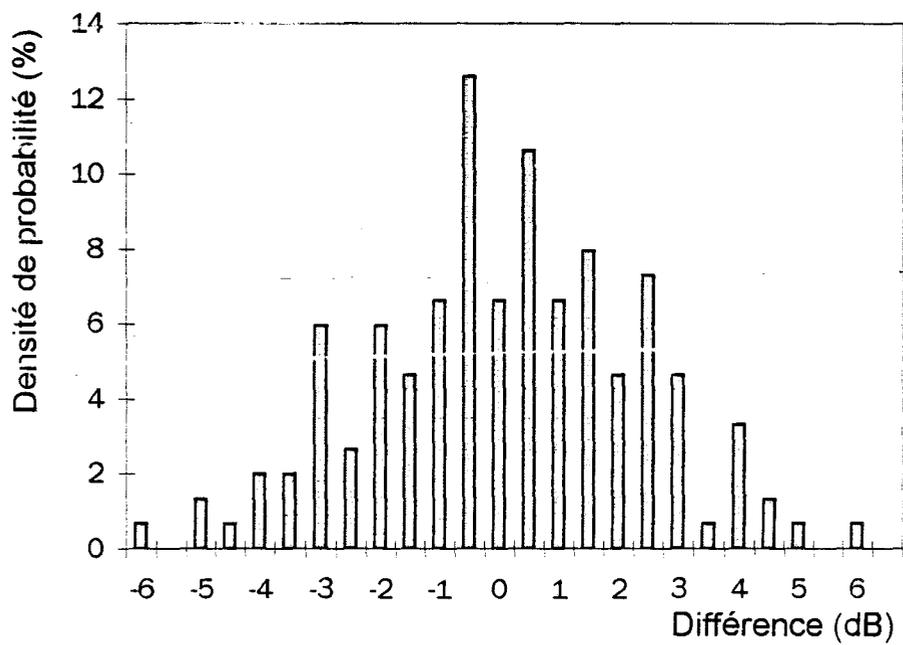
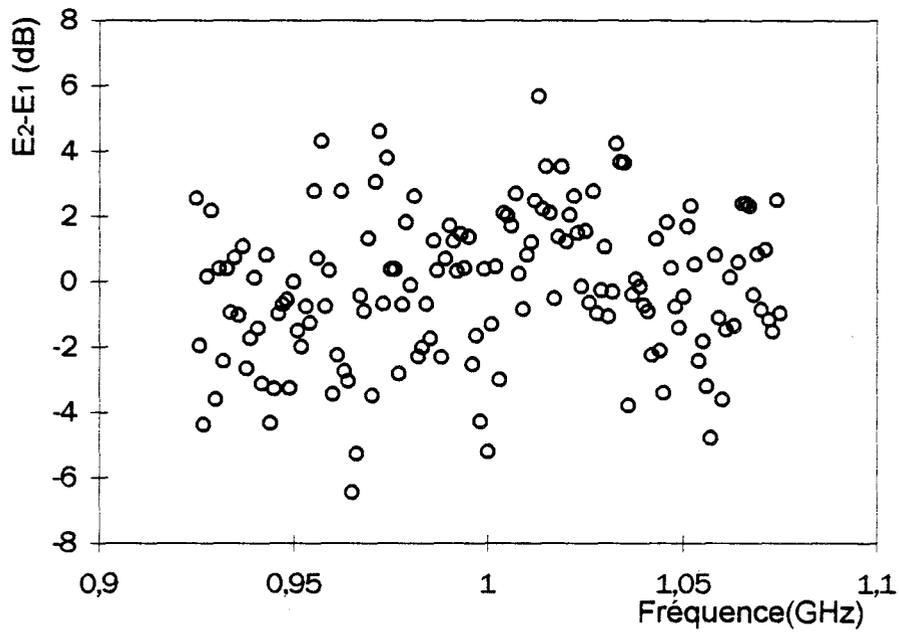


Planche I-15 Différence de champ entre les points 1 et 2 autour de 1 GHz

Le premier paramètre sera l'écart maximum avec la valeur nulle : $\text{Max}(\Delta P_{\text{max}})$. Il représente la plus grande différence de champ maximum mesurée dans une bande de 150 MHz, entre les deux points de mesure. Nous nous intéresserons également à la plus grande différence observée sur la puissance moyenne : $\text{Max}(\Delta P_{\text{moy}})$. Le deuxième paramètre sera l'écart-type associé à la distribution des échantillons $\sigma(\Delta P_{\text{max}})$ et $\sigma(\Delta P_{\text{moy}})$.

Ainsi, pour chacune des 5 fréquences centrales étudiées, on estime 4 paramètres (en dB), ce que nous avons résumé dans les Tableau I-5 et Tableau I-6. Comme pour la caractérisation de l'homogénéité en brassage électronique, il convient d'estimer la précision des résultats. La méthode retenue consiste à réaliser deux fois l'expérience en choisissant un autre emplacement de l'antenne d'émission. Les résultats des deux expériences sont référencés par *exp.n°1* et *exp.n°2*. Ces résultats sont présentés sous forme graphiques sur la Planche I-16.

Tableau I-5 Ecart maximal entre les deux positions (*exp n°1 / exp n°2*)

	1 GHz	2 GHz	4 GHz	8 GHz	16 GHz
$\text{Max}(\Delta P_{\text{max}})$	6.4 / 6.0	5.3 / 4.2	3.9 / 4.7	3.9 / 4.6	3.6 / 4.6
$\text{Max}(\Delta P_{\text{moy}})$	6.6 / 8.7	5.4 / 6.0	4.7 / 3.9	2.7 / 4.4	5.9 / 6.3

Tableau I-6 Ecart-type de la différence entre les deux positions (*exp n°1 / exp n°2*)

	1 GHz	2 GHz	4 GHz	8 GHz	16 GHz
$\sigma(\Delta P_{\text{max}})$	2.2 / 2.1	1.7 / 1.7	1.4 / 1.5	1.5 / 1.6	1.4 / 1.7
$\sigma(\Delta P_{\text{moy}})$	2.4 / 2.5	1.6 / 1.6	1.2 / 1.2	0.9 / 1.2	1.7 / 1.7

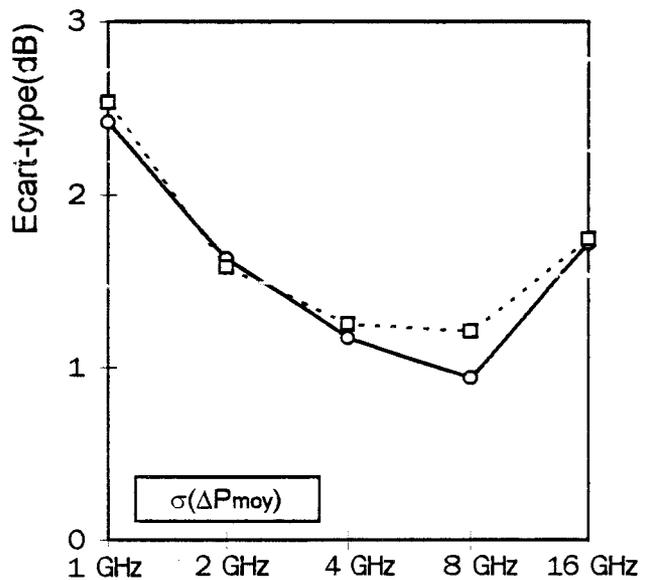
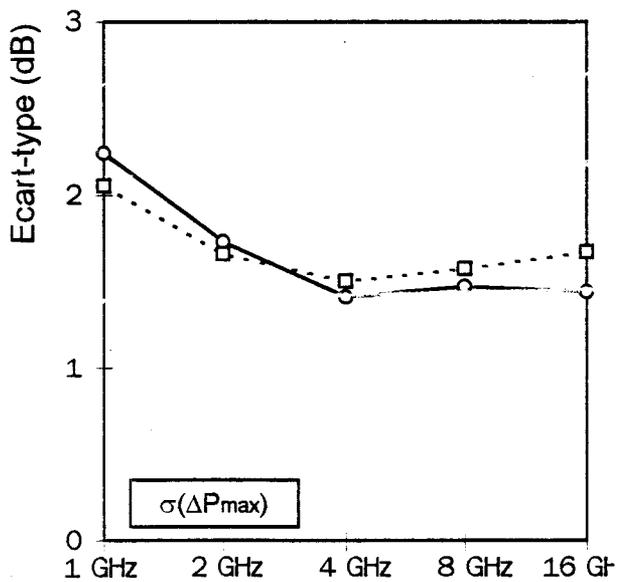
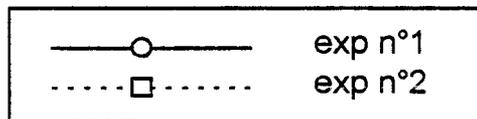
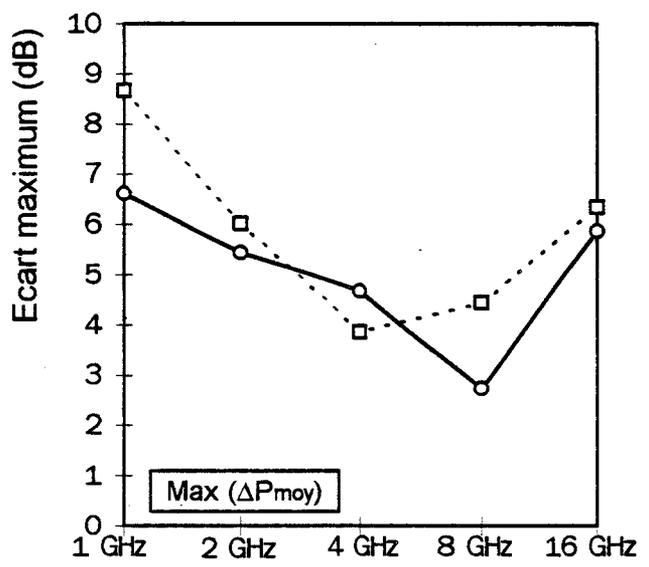
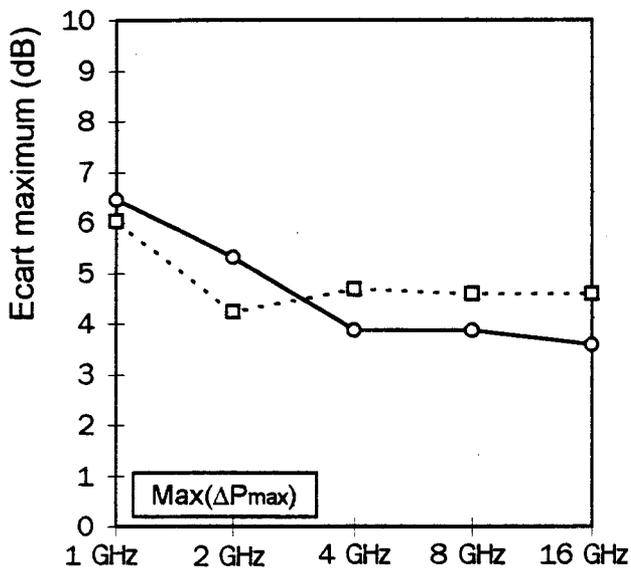


Planche I-16 Evolution fréquentielle des différents paramètres statistiques représentatifs de l'homogénéité

I.2.5.3. Interprétation des résultats

Nos résultats de mesure d'homogénéité obtenue par brassage mécanique, synthétisés sur la Planche I-16 appellent globalement deux remarques :

- Si on s'intéresse à l'évolution de l'homogénéité mesurée sur la puissance maximale relevée sur un tour du brasseur : $\text{Max}(\Delta P_{\text{max}})$, on observe une faible influence de la fréquence. Par contre, le comportement relevé sur la puissance moyenne $\text{Max}(\Delta P_{\text{moy}})$ montre une nette amélioration entre 1 et 5 GHz suivie d'une détérioration au fur et à mesure que la fréquence augmente. Ce comportement étant vérifié pour les deux expériences, on peut difficilement mettre en cause un artéfact dû à l'incertitude de la mesure. Ce phénomène, plus net sur les courbes d'écart-type, mérite certainement une étude approfondie.
- L'homogénéité du champ obtenue par brassage mécanique semble globalement moins bonne qu'avec le brassage électronique. Rappelons en effet qu'avec un bruit de 10 MHz de part et d'autre de la porteuse, nous avons mesuré une homogénéité ($E_{\text{max}}/E_{\text{min}}$) meilleure que 6 dB sur toute la bande comprise entre 250 MHz et 8 GHz. Il convient toutefois de nuancer cette comparaison entre des chambres de volumes différents!

CONCLUSION

L'approche modale des cavités électromagnétiques est une méthode précieuse pour aborder le fonctionnement des chambres réverbérantes à brassage de modes. En raisonnant sur le spectre de modes d'une cavité, il est possible de comprendre comment l'action du brasseur de modes permet, par l'excitation successive de plusieurs modes propres, d'obtenir un champ électromagnétique homogène. Le brassage électronique peut être vu comme l'excitation quasi-simultanée de plusieurs modes, ce qui diminue fortement le temps d'un essai.

Outre l'explication des phénomènes observés, on est en droit d'attendre d'un modèle de prédire d'autres résultats, ce qui permet d'améliorer ou d'optimiser la technique de mesure. Comme nous l'avons montré, l'approche modale ne semble pas adéquate pour rendre compte du comportement de la chambre réverbérante dès que la fréquence devient suffisamment élevée. Par exemple, elle prévoit que la densité de modes augmente avec le carré de la fréquence, ce qui laisse à penser que l'homogénéité doit être meilleure en haute fréquence. Ceci est en contradiction avec l'expérience.

Ce désaccord avec les résultats expérimentaux nous a conduits à adopter une autre approche basée sur une description statistique de l'amplitude du champ électromagnétique. L'amplitude du champ électrique, par exemple, peut être représentée en fonction de trois variables : l'espace, la fréquence ou la position angulaire du brasseur de modes. Les propriétés d'ergodisme de cette variable impliquent que les paramètres statistiques calculés sur un tour du brasseur ou sur une bande de fréquence suffisamment large ne dépendent pas de la position de l'observateur.

L'approche statistique que nous avons entreprise présente toutefois un inconvénient : elle n'explique pas la raison profonde de cet ergodisme. En particulier, elle n'est rattachée à aucun modèle physique du comportement de la cavité. De nouveaux modèles devront être développés pour permettre d'éventuelles améliorations de la technique de brassage de modes. Nous pensons que si le modèle proposé respecte les propriétés d'ergodisme que nous avons montrées, la confiance que nous pourrions accorder à ce modèle n'en sera que renforcée.

Outre les aspects qualitatifs, nous avons abordé le brassage de modes quantitativement en définissant un critère d'homogénéité spatial. Pour des raisons techniques, le critère retenu pour le brassage électronique est différent de celui utilisé pour le brassage mécanique. De plus, l'évaluation de ces critères sur des chambres de volumes différents empêche une comparaison précise entre les performances respectives des deux techniques de brassage.

Plusieurs résultats ressortent toutefois de nos mesures. Premièrement, en brassage électronique, l'homogénéité se détériore, à largeur de bruit constante, lorsque la fréquence dépasse 1 ou 2 GHz. Ce résultat est en contradiction avec une description modale de la cavité et confirme ainsi la nécessité d'aborder le fonctionnement de la chambre sous un autre angle.

Deuxièmement, avec le brassage mécanique, l'homogénéité n'évolue pas de la même manière selon qu'on évalue notre critère en considérant la puissance moyenne ou sur la puissance maximale sur un tour du brasseur de modes. Ce phénomène mérite une étude plus approfondie.

En tout état de cause, la géométrie du brasseur de modes est telle que son efficacité paraît suffisante pour l'installation du LRPE et dans une bande de fréquence comprise entre 1 et 16 GHz. En effet, l'homogénéité mesurée est comparable à celle requise par la norme actuellement en vigueur (1000-4-3) dans le cadre d'essais normatifs menés en chambre anéchoïque.

Avec la technique de brassage électronique, cette homogénéité dépend fortement de la largeur spectrale du bruit qui module la porteuse. Dans la gamme de fréquence étudiée (250 MHz - 8 GHz) et dans la chambre du Centre d'Etudes de Gramat (84 m³), une homogénéité meilleure que 6 dB est atteinte avec une largeur de bruit de 2 x 5 MHz.

CHAPITRE II
COMPORTEMENT ELECTROMAGNETIQUE DES
ANTENNES IMMERGEES EN CHAMBRE
REVERBERANTE

INTRODUCTION

Au premier chapitre, nous avons mis en évidence les propriétés statistiques du champ électromagnétique généré dans une chambre réverbérante à brassage de modes. Le deuxième chapitre sera consacré aux propriétés électromagnétiques des antennes immergées dans un tel champ.

Dans une première partie, nous nous intéresserons aux propriétés des monopôles électriques. Notre intérêt portera particulièrement sur la relation entre la longueur du monopôle et la puissance induite à son extrémité. Une étude théorique simplifiée permettra de justifier l'évolution fréquentielle de la puissance induite observée expérimentalement.

La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude des antennes dans le cas général. Comme pour le monopôle électrique, nous tenterons de relier la puissance disponible sur le port de l'antenne à l'amplitude du champ électromagnétique dans lequel elle baigne. Pour ce faire, l'introduction du concept d'onde plane équivalente nous permettra de conserver les relations classiques utilisées en espace libre.

Les propriétés d'isotropie du champ incident en chambre réverbérante seront mises à profit pour déterminer la surface équivalente d'une antenne qui y est immergée. Ce concept d'onde équivalente se révèle utile pour mesurer l'amplitude du champ incident dans le domaine des hautes fréquences et sera validé par une comparaison expérimentale utilisant des capteurs adéquats.

En pratique, un paramètre déterminant est l'amplitude du champ électromagnétique généré à l'intérieur de l'enceinte. Cette information peut être aisément mesurée mais il est toutefois utile de prévoir cette amplitude, ne serait-ce que pour dimensionner les amplificateurs de puissance connectés à l'antenne d'émission. Amplitude du champ et puissance injectée sont reliées par une quantité caractéristique de l'enceinte : le coefficient de qualité. C'est à cette quantité qu'est consacrée la dernière partie de ce chapitre. Après avoir introduit la notion de coefficient de qualité Q dans le cas général, nous estimerons ce paramètre dans le cas particulier des cavités surdimensionnées. Une mesure du Q de l'enceinte par deux méthodes différentes nous permettra de situer sa valeur expérimentale par rapport aux prévisions théoriques que nous expliciterons.

II. COMPORTEMENT ELECTROMAGNETIQUE DES ANTENNES IMMERGEES EN CHAMBRE REVERBERANTE

II.1 ETUDE DU MONOPOLE ELECTRIQUE

II.1.1 Objectifs de l'étude

Une particularité de la chambre réverbérante est que la puissance reçue sur une antenne quelconque ne dépend que très peu de sa géométrie. En particulier, des mesures effectuées par Warin [13] ont montré que la puissance induite sur un petit monopôle de 15 centimètres était identifiable à la puissance de référence, pourtant issue d'une antenne filaire de 6 mètres de longueur!

Il nous a donc semblé intéressant d'approfondir ce point en expérimentant des monopôles électriques dont la longueur serait très inférieure à 15 cm. Plus précisément, nous nous intéresserons à des monopôles dont les dimensions deviennent beaucoup plus petites que la longueur d'onde du champ incident. L'objectif est de trouver la dimension limite au-delà de laquelle la puissance induite ne dépend plus de la longueur du monopôle.

A cet effet, nous mettrons en oeuvre un dispositif expérimental décrit au prochain paragraphe. Nous mesurerons ensuite l'évolution fréquentielle de la puissance induite à l'extrémité de monopôles de différentes longueurs. Suivra une étude théorique simplifiée par laquelle nous tenterons de justifier le comportement observé expérimentalement.

II.1.2 Description du dispositif expérimental

Le fonctionnement du dipôle symétrique équilibré est un problème classique en électromagnétisme. Afin de faciliter notre approche théorique, nous tenterons de nous approcher le plus possible de cette configuration. En pratique, le dipôle équilibré doit être associé à un transformateur permettant de convertir la tension différentielle entre les deux brins en une tension de mode commun mesurable par l'instrumentation hyperfréquence.

Ces transformateurs fonctionnent généralement en bande étroite. Afin de s'affranchir de cette contrainte, nous adopterons une configuration équivalente d'un point de vue théorique. Il s'agit du monopôle électrique perpendiculaire à un plan de masse.

Le monopôle est constitué d'un cylindre de laiton de diamètre $\phi = 2$ mm soudé à l'ergot d'une embase coaxiale de type "N". Cette embase est fixée à un plan de masse constitué d'une plaque de cuivre de 60×60 cm² (Figure II-1). Les dimensions du plan de masse seront toujours supérieures à la longueur d'onde, ainsi qu'aux dimensions des différents monopôles. Ceci

permet, en première approximation, d'utiliser l'hypothèse d'un plan de masse infini, condition indispensable pour que la configuration soit équivalente au dipôle symétrique.

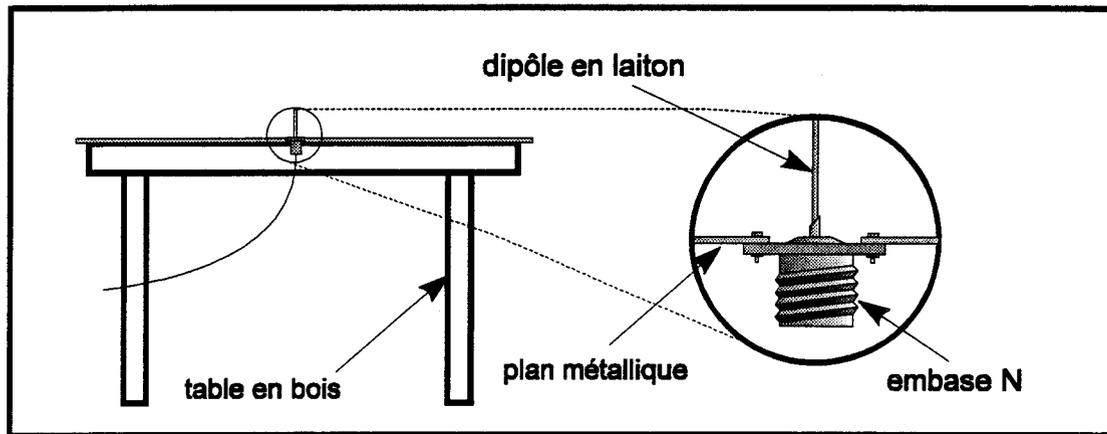


Figure II-1 structure du monopôle expérimental

II.1.3 Mesure de la puissance induite

Le dispositif est placé au centre de la chambre réverbérante du LRPE. Une antenne de type cornet couvrant la bande 1-18 GHz injecte une puissance de 1 mW soit 0 dBm dans l'enceinte. Un câble connecté à l'embase du monopôle est relié à un analyseur de spectre qui mesure la puissance induite sur le monopôle en fonction de la position angulaire du brasseur de modes. Seule la puissance maximale sur une révolution du brasseur est retenue.

L'évolution fréquentielle de cette puissance maximale est mesurée pour 400 points de fréquence. La mesure porte sur 4 monopôles de longueurs différentes : 10, 20, 45 et 100 mm. Les évolutions correspondantes sont représentées Planche II-1. Par souci de clarté, les courbes ont subi un lissage permettant d'éliminer les fluctuations introduites par la technique de mesure. Ce lissage est effectué à l'aide d'une moyenne glissante sur 10 points.

Ces résultats montrent plusieurs faits intéressants. Premièrement, l'absence de fluctuations périodiques de la puissance en fonction de la fréquence, comme on pourrait s'attendre à en rencontrer sur un dispositif qui obéit à un comportement résonnant.

Deuxièmement, le brusque changement du comportement de la puissance induite qui apparaît au-delà d'une fréquence de transition que nous noterons f_t et qui semble liée à la dimension du dipôle. En deçà de la fréquence f_t la courbe croît de manière proportionnelle au carré de la fréquence. Au-delà de f_t , toutes les caractéristiques sont centrées autour d'une même droite, avec une excursion maximale d'environ 5 dB. Les courbes de puissance suivent alors une décroissance qui s'apparente à une loi inversement proportionnelle au carré de la fréquence. Pour chaque monopôle, on peut donc isoler une caractéristique basse fréquence et une caractéristique haute fréquence.

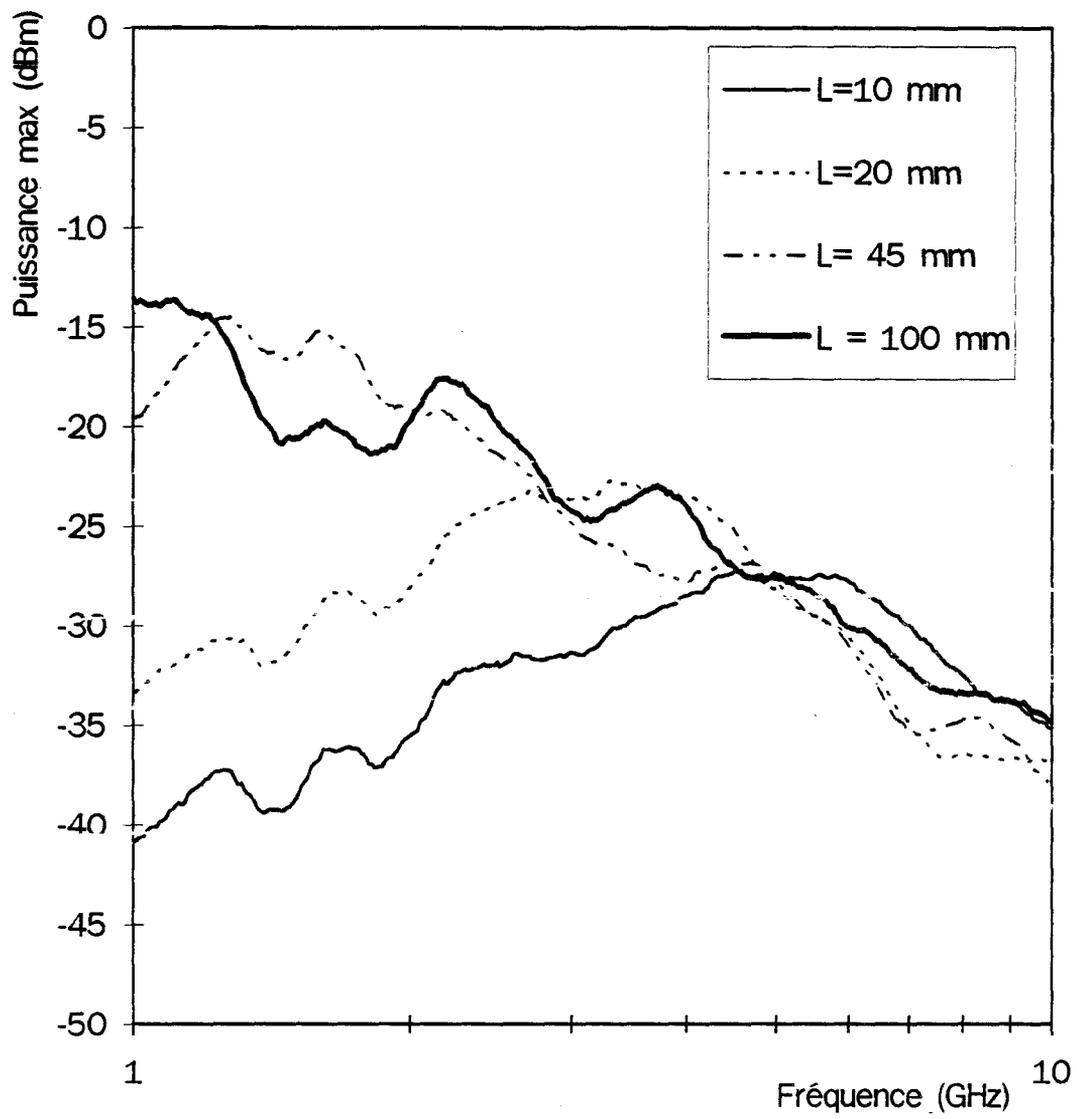


Planche II-1 Puissance maximale induite sur des monopôles de différentes longueurs

Pour tenter de corrélérer la fréquence de transition avec la longueur du monopôle, nous donnons dans le Tableau II-1 un encadrement $[F_{t1}, F_{t2}]$ de la fréquence correspondant à l'intersection des caractéristiques haute et basse fréquence. Nous calculons également, pour chaque valeur de F_{t1} et F_{t2} , le rapport entre la longueur d'onde caractéristique λ_r et la longueur du monopôle.

Tableau II-1 Relation entre la longueur du monopôle et la fréquence de transition

monopôle	F_{t1} (GHz)	F_{t2} (GHz)	λ_{t2} (cm)	λ_{t1} (cm)	λ_{t2}/L	λ_{t1}/L
10 mm	3.8	4.9	6.1	7.9	6.1	7.9
20 mm	3.4	2.6	8.8	11.5	4.4	5.75
45 mm	4.15	5.6	18.7	25	4.15	5.6

Du Tableau II-1, il ressort que le rapport entre la longueur d'onde caractéristique et la dimension du monopôle correspond à un quotient voisin de 5 ou 6. L'étude théorique simplifiée qui suit fournit une explication vraisemblable de ce résultat.

II.1.4 Approche théorique simplifiée

II.1.4.1 Modélisation du monopôle

La puissance délivrée au récepteur peut se déduire du schéma équivalent présenté Figure II-2

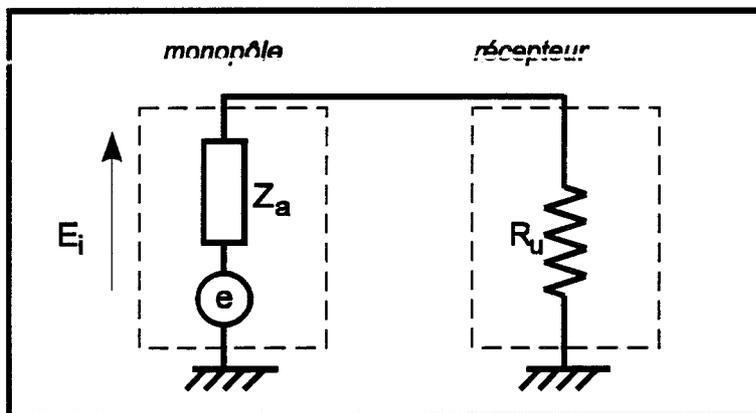


Figure II-2 Schéma équivalent du monopôle et du récepteur

où R_u représente l'impédance d'entrée du récepteur, en l'occurrence 50Ω , aux bornes duquel il existe une tension V_u . E_i est la composante de champ électrique incident parallèle au monopôle. Z_a est l'impédance d'entrée du monopôle que nous assimilons à l'impédance interne du générateur de Thévenin et e est la force électromotrice valant, par définition

$$e = h_e E_i \quad (\text{II-1})$$

où h_e est la hauteur effective [14] définie par

$$h_e = \frac{1}{I_{in}} \int_0^L I(z) dz \quad (II-2)$$

L est la longueur du monopôle, I_{in} est le courant d'entrée et $I(z)$, la distribution de courant le long du monopôle. Si on approxime cette distribution de courant par une distribution sinusoïdale d'amplitude I_0 , on obtient

$$I(z) = I_0 \sin k(L - z) \quad (II-3)$$

k est le nombre d'onde défini par $k=2\pi/\lambda$. Le courant d'entrée vaut alors

$$I_{in} = I(0) = I_0 \sin kL \quad (II-4)$$

La puissance délivrée à R_u s'écrit

$$P_u = \frac{E_i^2 R_u}{|R_u + Z_a|^2} h_e^2 \quad (II-5)$$

En combinant (II-2), (II-4) et (II-5), la puissance recueillie s'exprime finalement par

$$P_u = \frac{E_i^2 R_u}{|R_u + Z_a|^2} \frac{1}{\sin^2 kL} \left(\int_0^L \sin[k(L - z)] dz \right)^2 \quad (II-6)$$

Expression qui peut être considérablement simplifiée moyennant quelques hypothèses qui dépendent de la fréquence considérée.

II.1.4.2 Approximation basse fréquence

En basse fréquence, les quantités kL et $k(L-z)$ sont très inférieures à l'unité, ce qui autorise un développement limité au premier ordre des fonctions sinus. L'équation (II-6) prend alors pour limite

$$P_u = \frac{E_i^2 R_u}{|R_u + Z_a|^2} \frac{1}{k^2 L^2} \left(\int_0^L (kL - kz) dz \right)^2 \quad (II-7)$$

le calcul de l'intégrale de l'équation (II-7) amène

$$\int_0^L (kL - kz) dz = \frac{1}{2} kL^2 \quad (II-8)$$

En basse fréquence, l'impédance d'entrée du monopôle est équivalente à celle présentée par une capacité C_a de quelques picofarads. L'impédance interne de l'antenne est alors bien plus grande que celle de l'analyseur, ce qui autorise l'approximation:

$$\frac{1}{|R_u + Z_a|^2} \cong C_a^2 \omega^2 \quad (\text{II-9})$$

La puissance délivrée à R_u s'écrit alors

$$P_u = \frac{C_a^2 E_i^2 R_u \omega^2}{k^2 L^2} \left(\frac{1}{2} kL^2 \right)^2 \quad (\text{II-10})$$

qu'on peut encore simplifier :

$$P_u = R_u (\pi L C_a E_i)^2 f^2 \quad (\text{II-11})$$

Si on suppose que le champ incident E_i est d'amplitude constante et que la capacité C_a varie peu avec la fréquence, la puissance mesurée par le récepteur doit être proportionnelle au carré de la fréquence. Les courbes de la Planche II-1 montrent effectivement que la puissance mesurée augmente avec une pente d'approximativement 20 dB/décade dans la gamme de fréquences inférieures à la fréquence de transition.

L'équation (II-11) indique également qu'à fréquence fixe, la puissance doit être proportionnelle au carré de la longueur du monopôle. Ceci est vérifié pour les puissances mesurées sur les monopôles de longueur 10 mm et 20 mm. La différence observée est effectivement de 6 dB entre ces deux caractéristiques. La comparaison est plus difficile à établir pour le monopôle de 45 mm dans la mesure où une certaine imprécision dans l'estimation de la puissance apparaît dans le domaine inférieur au GHz.

II.1.4.3 Approximation haute fréquence

Calculons d'abord la hauteur effective du monopôle. En combinant (II-3) et (II-2), on a

$$h_e = \frac{1}{I_{in}} \int_0^L I_0 \sin k(L-z) dz \quad (\text{II-12})$$

L'intégrale de la relation (II-12) se calcule aisément par changement de variable en posant $u = k(L-z)$, ce qui donne

$$\int_0^L \sin[k(L-z)] dz = \int_{kL}^0 \sin u \frac{-1}{k} du = \frac{1}{k} [-\cos u]_0^{kL} \quad (\text{II-13})$$

en tenant compte de (II-4), l'équation (II-12) s'écrit

$$h_e = \frac{I_0}{kI_{in}} (\cos kL - 1) = \frac{1}{k \sin kL} (\cos kL - 1) \quad (\text{II-14})$$

Pour simplifier le calcul, nous nous limiterons à l'évaluation de la hauteur effective pour les fréquences de résonances qui sont caractérisées par un maximum de courant à la base de l'antenne, soit lorsque λ satisfait la condition.

$$L = (2n + 1) \frac{\lambda}{4} \quad (\text{II-15})$$

dans ces conditions le produit kL correspondant à la résonance d'ordre n s'écrit

$$k_n L = \frac{2\pi}{\lambda} (2n + 1) \frac{\lambda}{4} = (2n + 1) \frac{\pi}{2} \quad (\text{II-16})$$

on a alors $\sin(k_n L) = +1$ ou -1 et $\cos(k_n L) = 0$ et l'équation (II-14) devient

$$h_{e_n} = \frac{(-1)^n}{k_n} \quad (\text{II-17})$$

Pour les fréquences de résonance, nous ferons l'approximation que l'impédance d'entrée du monopôle n'est pas trop éloignée de l'impédance interne de l'analyseur, ce qui sera justifié par la suite. Dans ces conditions, la relation (II-5) peut finalement s'écrire

$$P_{u_n} = \frac{E_i^2}{4R_u} h_{e_n}^2 \quad (\text{II-18})$$

qui s'écrit en utilisant (II-17) :

$$P_{u_n} = \frac{1}{R_u} \left(\frac{E_i c}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{f_n^2} \quad (\text{II-19})$$

Si on suppose constant le champ incident E_i , cette équation montre une diminution de la puissance induite évoluant de manière inversement proportionnelle au carré de la fréquence. Cette puissance est également indépendante de la longueur L du monopôle.

Le schéma de la Figure II-3 résume le comportement que l'on peut prévoir à partir des équations (II-11) et (II-19). Pour un monopôle de petite dimension L_1 , le comportement se traduit par une droite de pente $+20\text{dB/déc.}$ jusqu'à ce que la condition $L \ll \lambda$ ne soit plus vérifiée. En haute fréquence, on connaît la puissance induite aux fréquences particulières que sont les fréquences de résonance. Pour ce monopôle, ces points sont situés sur une droite de pente -20dB/déc.

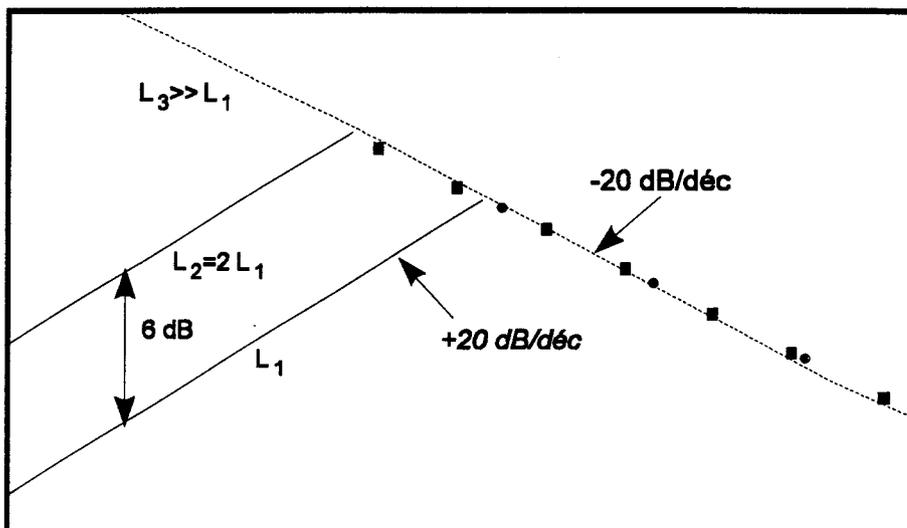


Figure II-3 Puissance théorique induite sur des monopôles de différentes longueurs

Pour un monopôle de longueur $L_2=2L_1$, la caractéristique basse fréquence est située 6 dB au-dessus de celle du monopôle de longueur L_1 et le comportement haute fréquence est caractérisé par des points situés sur la même droite que celle du premier monopôle. La valeur de 6 dB est due à la variation en L^2 de l'expression (II-11), mais il faudrait également tenir compte de la dépendance de la capacité d'entrée du monopôle qui dépend bien sûr de sa dimension. Cette capacité peut difficilement être calculée avec précision, compte tenu de la présence d'éléments parasites. C'est pourquoi il ne faut pas s'attendre à retrouver précisément cette différence de 6 dB sur les caractéristiques expérimentales.

Enfin, pour un monopôle de longueur L_3 beaucoup plus grande que la longueur d'onde, la fréquence de transition entre le domaine haute fréquence et basse fréquence est située en dehors de la bande de fréquence explorée.

Les courbes de la Planche II-1 ont effectivement un comportement similaire à celles de la Figure II-3. Les courbes expérimentales présentent une croissance en 20 dB/déc, pour rejoindre ensuite une caractéristique commune qui ne dépend pas de la dimension du monopôle. La différence de niveau entre les caractéristiques BF pour les monopôles de 10 et 20 mm est de 6 dB, comme le laisserait prévoir l'expression (II-11) si on ne prenait pas en compte la variation de la capacité d'entrée avec la longueur du monopôle. L'écart théorique de 7 dB entre les monopôles de 20 et 45 mm n'est, par contre, pas observé expérimentalement, ceci étant probablement dû aux raisons que nous venons d'expliquer.

la fréquence de transition entre le domaine basse fréquence et le domaine haute fréquence doit correspondre à l'encadrement $kL \ll 1$ ou $kL \gg 1$, c'est-à-dire

$$L \ll \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\lambda}{6,28} \quad \text{ou} \quad L \gg \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\lambda}{6,28} \quad (\text{II-20})$$

ce qui est en bon accord avec la relation empirique $\lambda_t = 5L$ ou $\lambda_t = 6L$ déduite des mesures bien que l'expression "beaucoup plus petit que" soit d'extension plus restreinte.

Le comportement théorique en haute fréquence n'est connu qu'aux fréquences de résonance. Or, si on observe les résultats expérimentaux de la Planche II-1, on constate que le comportement est quasiment linéaire entre ces fréquences particulières. On peut s'étonner de n'observer aucune diminution importante de la puissance induite entre ces fréquences de résonance. Cette diminution de la puissance induite pourrait avoir deux origines : d'une part, il est peu probable que les hypothèses d'adaptation soient vérifiées, notamment pour les fréquences dites d'antirésonance, où le courant à l'entrée du monopôle est théoriquement nul.

D'autre part, nous avons pris comme origine de la puissance induite le champ électrique parallèle à l'axe du monopôle. Ceci revient à identifier le champ incident à une onde plane d'incidence rasante. L'hypothèse de l'onde incidente plane n'est certainement pas justifiée en chambre réverbérante. Ce que nous pouvons dire, c'est que le monopôle reçoit un champ électromagnétique incident réparti de façon isotrope. De ce fait, le lobe principal du diagramme de rayonnement du monopôle interfère avec cette puissance isotrope et il est possible que cette situation favorise le comportement linéaire de la puissance induite entre les fréquences de résonance. Ces deux aspects sont discutés dans les paragraphes suivants.

II.1.4.4 Influence de l'impédance d'entrée

Dans l'hypothèse d'une distribution sinusoïdale de courant le long du monopôle, les fréquences d'antirésonances sont caractérisées par une impédance d'entrée infinie. La puissance donnée par (II-19) doit donc être nulle. Plus généralement, on peut considérer que lorsque l'impédance interne du monopôle est différente de l'impédance d'entrée du récepteur, la puissance mesurée sera réduite d'un facteur de désadaptation e_d défini par

$$e_d = 10 \log(1 - |\Gamma|^2) \quad (\text{II-21})$$

où Γ est le facteur de réflexion donné par

$$\Gamma = \frac{Z_a - Z_c}{Z_a + Z_c} \quad (\text{II-22})$$

Z_c vaut 50Ω alors que l'impédance Z_a est inconnue hors des résonances. Des formulations analytiques sont proposées par différents auteurs [15][16] mais leur validité est mal établie lorsque la longueur du monopôle est bien plus grande que la longueur d'onde. Nous nous baserons donc sur une mesure réalisée à l'aide d'un analyseur de réseaux.

Cette mesure se déroule dans une chambre anéchoïde afin de se placer dans des conditions proches de l'espace libre. Se pose alors la question de savoir si cette mesure est représentative de l'impédance d'entrée du monopôle lorsqu'il est placé dans une chambre réverbérante. Nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

La mesure d'impédance d'entrée dans le domaine centimétrique est un problème délicat. Aussi, des embases spéciales ont dû être usinées afin d'optimiser la phase de calibrage. Le protocole

de mesure a été validé par une comparaison de l'impédance Z_a mesurée sur différents monopôle avec la valeur de la résistance de rayonnement théorique calculée aux fréquences de résonance du monopôle [17]. Nous ne présenterons ici que la mesure concernant le facteur de perte par désadaptation d'impédance (relation II-21) d'un monopôle dont la longueur est de 103 mm (Figure II-4).

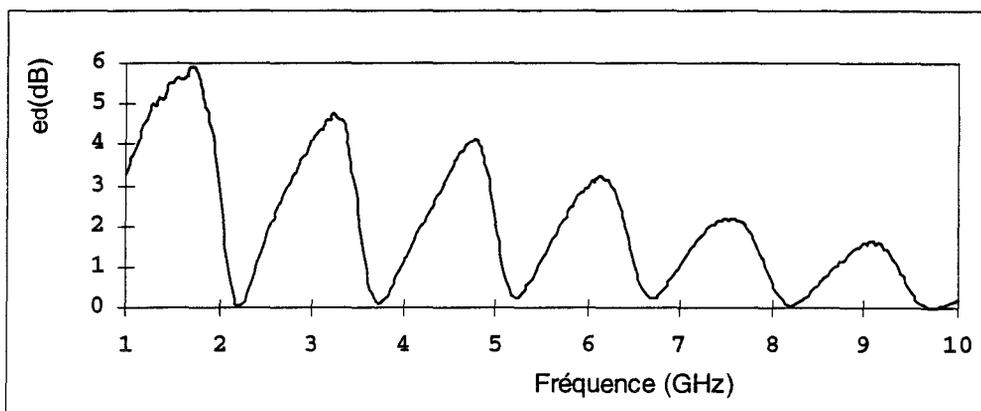


Figure II-4 Pertes par désadaptation d'impédance du monopôle

Cette courbe appelle principalement deux remarques. Premièrement, elle justifie l'hypothèse adoptée, à savoir qu'aux fréquences de résonance (ici : n fois 728 MHz), l'impédance interne du monopôle est proche de 50Ω .

Deuxièmement, aux fréquences d'antirésonance, les pertes par désadaptations ne dépassent guère 6 dB et s'atténuent fortement avec la fréquence. Ce phénomène est bien connu et s'explique par le fait que l'hypothèse de la distribution sinusoïdale n'est pas valable en dehors des fréquences de résonance.

Comme nous le verrons dans la deuxième partie de ce chapitre, l'impédance d'entrée du monopôle n'est pas profondément modifiée lorsqu'il est placé dans une cavité surdimensionnée. Il s'ensuit que les fortes fluctuations de puissance entre les fréquences de résonance ne peuvent pas trouver leur origine dans une désadaptation d'impédance avec le standard 50Ω .

II.1.4.5 Influence du diagramme de rayonnement

En considérant un champ incident parallèle à l'axe du monopôle, nous avons implicitement admis une illumination en incidence rasante. Cette hypothèse étant visiblement erronée en chambre réverbérante, il convient de considérer un angle d'incidence plus réaliste. Puisque le monopôle est illuminé, en chambre réverbérante, par un champ isotrope, on peut légitimement supposer que c'est le lobe principal du diagramme de rayonnement qui interagit avec la puissance incidente. Aussi, nous choisirons l'angle d'incidence qui correspond à la direction de ce lobe principal.

Si l'approximation de distribution sinusoïdale du courant ne permet pas de calculer précisément l'impédance d'entrée du monopôle, elle s'avère très utile pour estimer le diagramme de

rayonnement. Aussi, nous l'utiliserons pour calculer la puissance que recevrait une antenne réceptrice illuminée par le champ créé par le monopôle en émission. Par réciprocité, cette puissance s'identifie à celle recueillie par ce monopôle lorsqu'une antenne d'émission l'illumine sous une incidence θ donnée.

Pour un monopôle de longueur L parcouru par un courant d'amplitude I_0 , le champ E_θ rayonné à grande distance ($r \gg L, \lambda$) est donné par [14] :

$$E_\theta(\theta) = j\eta_0 \frac{I_0}{2\pi r} e^{-jkr} \left[\frac{\cos(kL\cos\theta) - \cos kL}{\sin\theta} \right] \quad (\text{II-23})$$

η_0 : impédance d'onde du vide ($\eta_0 \# 120\pi$)

k : nombre d'onde = $2\pi/\lambda$

Nous noterons $F(\theta, k)$ la quantité entre crochets dans (II-23). Dans l'hypothèse de l'onde plane, le champ magnétique est perpendiculaire au champ électrique et dans un rapport $E/H = \eta_0$. On définit alors la densité de puissance W dans la direction (θ) par

$$W(\theta) = \frac{1}{2\eta_0} |E_\theta(\theta)|^2 \quad (\text{II-24})$$

Le facteur $1/2$ traduit le fait que E_θ exprime l'amplitude maximale du champ et non sa valeur efficace. La puissance recueillie par l'antenne réceptrice de gain G est alors donnée par

$$P_r(\theta) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G W(\theta) \quad (\text{II-25})$$

Pour une incidence rasante ($\theta = 90^\circ$), $F(\theta, k)$ se réduit à $(-\cos kL)$ et la puissance reçue sur l'antenne de réception s'annule pour les fréquences d'antirésonance, c'est-à-dire lorsque $kL = (2n+1)\lambda/2$. A ces fréquences, le lobe principal du diagramme de rayonnement du monopôle pointe dans une autre direction que nous noterons θ_{opt} .

Plus généralement, quelle que soit la fréquence, on calcule la puissance recueillie par l'antenne réceptrice si elle était positionnée de manière à interagir avec le lobe principal qui pointe dans la direction θ_{opt} . Pour en déduire, par réciprocité, la puissance que recevrait le monopôle si l'antenne émettait la puissance P_r , il convient de normaliser la puissance reçue par rapport à la puissance totale rayonnée P_{rad} par le monopôle et qui s'exprime par

$$P_{\text{rad}} = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} r^2 W(\theta) \sin\theta d\theta \quad (\text{II-26})$$

La Figure II-5 reproduit la puissance normalisée $P_r(\theta_{\text{opt}})/P_{\text{rad}}$ pour un monopôle de 103 mm.. Les puissances sont exprimées en dB en dessous de la valeur maximale sur la bande de fréquence explorée (1 à 10 GHz).

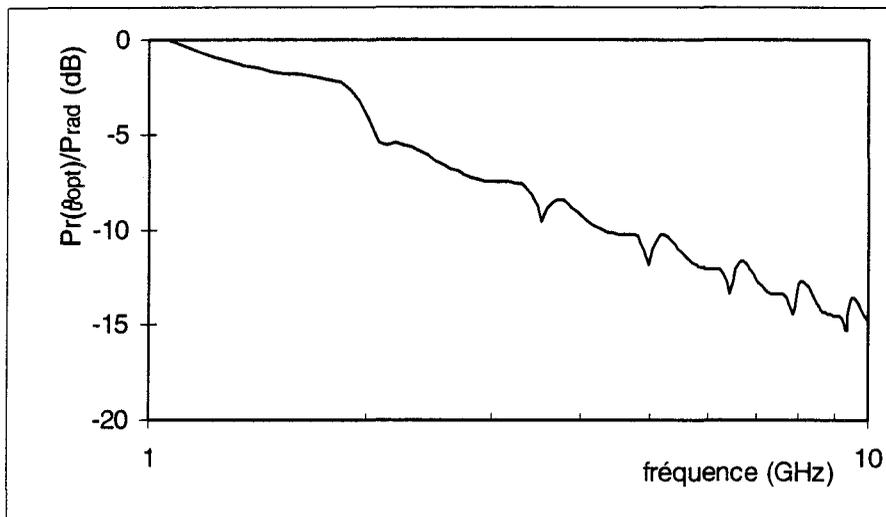


Figure II-5 Puissance reçue sur une antenne pour l'incidence optimale

La puissance calculée est caractérisée par de faibles fluctuations autour d'une droite dont la pente est approximativement d'une quinzaine de dB/décade. Certes, cette pente est plus faible que celle mesurée lors de la phase expérimentale (Planche II-1), mais la forte réduction des fluctuations, due à une illumination en incidence optimale traduit assez bien le comportement observé en chambre réverbérante.

Autrement dit, l'illumination isotrope permet d'expliquer l'absence de fluctuations importantes de la puissance induite entre les fréquences de résonance. Si on considère l'incidence optimale, les fluctuations résiduelles devraient être inférieures à 2 dB.

II.1.5 Conclusions

Une étude théorique simplifiée du monopôle électrique a permis de mieux comprendre l'évolution fréquentielle de la puissance induite à son extrémité lorsqu'il est immergé en chambre réverbérante.

En basse fréquence, le monopôle se comporte comme un capteur de champ électrique. La puissance mesurée est proportionnelle au carré de la fréquence et dépend fortement de la dimension du monopôle. En haute fréquence, la puissance induite ne dépend plus de la longueur L du monopôle et décroît avec le carré de la fréquence. Ce comportement se justifie assez bien aux fréquences de résonance.

Entre les fréquences de résonance, on pourrait s'attendre à de fortes fluctuations de la puissance induite due à une désadaptation d'impédance et/ou aux variations spatiales et fréquentielles du diagramme de rayonnement.

Une mesure d'impédance d'entrée a montré que les fluctuations ne dépasseraient pas 5 dB si elles avaient pour origine une désadaptation du monopôle. Une étude théorique a également montré qu'une illumination isotrope, propre aux chambres réverbérantes, n'induirait pas de fluctuations supérieures à 2 dB autour de la caractéristique moyenne.

II.2 COMPORTEMENT ELECTROMAGNETIQUE D'UNE ANTENNE QUELCONQUE

II.2.1 Notion d'onde plane équivalente

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons calculé la puissance induite sur l'extrémité d'un monopôle en fonction de l'amplitude du champ électrique incident E_i polarisé parallèlement à l'axe du monopôle. Si nous avons étudié le cas d'une boucle magnétique, nous aurions naturellement considéré le champ magnétique incident H_i normal au plan de la boucle.

Dans le cas d'une antenne utilisée en réception, on raisonne généralement sur la densité de puissance W_i , exprimée en W/m^2 , d'une onde plane progressive qui illumine cette antenne. On lui associe alors une surface équivalente A_e qui exprime le rapport entre la puissance P_r recueillie sur l'antenne et la densité de puissance incidente W_i .

$$A_e = \frac{P_r}{W_i} \quad (\text{II-27})$$

W_i est alors une densité de puissance active qui s'exprime par la partie réelle du vecteur de Poynting

$$W_i = \text{Re} (E_i \times H_i^*) \quad (\text{II-28})$$

E_i et H_i sont ici pris en valeur efficace. Dans le cas de l'onde plane dans le vide, les champs électrique et magnétique incidents sont perpendiculaires et dans un rapport $E_i/H_i = \eta_0 \approx 377\Omega$. W_i peut donc s'écrire

$$W_i = \eta_0 H_i^2 = \frac{E_i^2}{\eta_0} \quad (\text{II-29})$$

La plupart des antennes sont polarisées et ne captent le maximum de puissance que lorsqu'elles sont correctement orientées par rapport à la polarisation de l'onde incidente. On définit alors un angle ψ entre l'axe de l'antenne et l'axe de polarisation du champ. La puissance recueillie s'écrit alors

$$P_r = A_e W_i \cos^2 \psi \quad (\text{II-30})$$

Plaçons maintenant cette antenne dans une chambre réverbérante dans laquelle le champ électromagnétique est homogène et isotrope. En l'absence de cette antenne, le champ était purement stationnaire et le vecteur de Poynting était purement imaginaire. Lorsqu'on place l'antenne dans ce champ, sa surface de captation va jouer le rôle d'un transformateur en convertissant une partie de l'énergie réactive de l'enceinte en une énergie active qui se traduira

par une puissance P_r' disponible sur le port de l'antenne. On peut toujours exprimer cette puissance sous la forme

$$P_r' = A_e' W_i' \cos^2 \psi' \quad (\text{II-31})$$

Bien entendu, A_e' , W_i' et ψ' ne seront plus du tout comparables aux quantités qui avaient été définies pour une onde plane. Pour se ramener à un cas connu, on introduit la notion d'onde plane équivalente qui, polarisée parallèlement à la direction préférentielle de l'antenne, induirait la même puissance reçue que celle mesurée en chambre réverbérante ($P_r = P_r'$). Puisqu'on considère une onde équivalente polarisée de manière optimale par rapport à l'antenne réceptrice, on peut écrire $\psi' = 0$, ce qui amène

$$P_r = A_e' W_i' \quad (\text{II-32})$$

Dans un premier temps, nous allons expliciter A_e' en nous appuyant sur les propriétés d'isotropie du champ. Dans un deuxième temps, nous relierons W_i' à l'amplitude du champ électromagnétique qui règne dans l'enceinte.

II.2.2 Antenne idéale immergée dans un champ isotrope

Nous supposerons provisoirement que l'antenne est idéale, c'est-à-dire sans pertes et parfaitement adaptée au récepteur qui lui est connecté. Il s'agit alors de définir l'aire équivalente d'une telle antenne illuminée par le champ isotrope d'une chambre réverbérante.

Le principe de réciprocité peut aider à résoudre ce problème en considérant une antenne émettrice qui rayonne la puissance P_r . On place cette antenne au centre d'un repère sphérique et on s'intéresse à l'intensité de rayonnement en un point (r, θ, φ) de l'espace. Supposons r suffisamment grand pour qu'on puisse utiliser l'approximation d'onde plane. La densité de puissance W émise au point considéré vaut alors

$$W(r, \theta, \varphi) = \frac{P_r}{4\pi r^2} D(\theta, \varphi) \quad (\text{II-33})$$

où $D(\theta, \varphi)$ est une fonction caractéristique de la directivité de l'antenne. W est maximal dans une direction (θ_0, φ_0) particulière et on y définit D_0 comme la directivité maximale de l'antenne. C'est le rapport entre la puissance émise dans la direction (θ_0, φ_0) et la puissance que rayonnerait, à même distance, un radiateur isotropique. Pour ce dernier, on a par définition $D(\theta, \varphi) = 1$.

On montre [14] que si une antenne peut être assimilée à une distribution uniforme de sources (plan équiphase et équi-amplitude), il existe une relation simple entre la directivité maximale D_0 et l'aire équivalente A_e :

$$\frac{D_o}{A_e} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \quad (\text{II-34})$$

C'est rigoureusement le cas pour le dipôle élémentaire de Hertz où cette relation se vérifie aisément. C'est également le cas pour le dipôle symétrique accordé où la distribution de courant n'est pourtant pas uniforme. Dans le cas général, la relation (II-34) est souvent utilisée comme une bonne approximation.

Ainsi, pour une antenne isotrope, $D_o = 1$ et son aire équivalente vaut

$$A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (\text{II-35})$$

C'est cette relation que nous utiliserons pour le cas réciproque d'une antenne quelconque illuminée par un champ électromagnétique isotrope tel qu'il se présente en chambre réverbérante.

II.2.3 Relation entre densité de puissance et amplitude du champ

Pour expliciter complètement l'équation (II-32), il reste à définir la densité de puissance de l'onde plane équivalente. A ce stade, il peut être intéressant de s'interroger sur le phénomène physique qui, dans une antenne réceptrice, transforme une densité de puissance incidente en une puissance disponible sur le port de l'antenne. En effet, la surface de captation de l'antenne peut difficilement être assimilée à un corps noir qui ne réagirait qu'à une énergie incidente. En général, une antenne est soit du type électrique soit du type magnétique. Par exemple, une antenne log-périodique est une association de dipôles électriques et une antenne cornet peut être assimilée à une ouverture duale d'un dipôle. Autrement dit, l'antenne est sensible à un champ incident plutôt qu'à une puissance incidente.

Ainsi, il semble naturel de garder une relation liant la puissance captée par l'antenne à l'amplitude du champ électrique ou magnétique incident. On gardera donc une équation semblable à (II-29), en sachant que W_i n'est qu'un artifice de calcul. En tenant compte de (II-35), la puissance induite sur une antenne de référence peut alors s'écrire :

$$P_r = A_e W_i = \frac{\lambda^2 E_i^2}{4\pi \eta_o} \quad (\text{II-36})$$

L'expérience montre [11] qu'en chambre réverbérante, le rapport E/H est statistiquement voisin de 377Ω , la puissance de référence peut donc être indifféremment liée à l'amplitude du champ électrique ou à l'amplitude du champ magnétique. On a donc également

$$P_r = \frac{\lambda^2}{4\pi} \eta_o H_i^2 \quad (\text{II-37})$$

Pour une amplitude donnée du champ incident, la puissance recueillie varie donc comme l'inverse du carré de la fréquence, comme nous l'avons mesuré sur les monopôles dont la dimension est plus grande qu'une fraction de la longueur d'onde.

Si on rapproche l'expression de la puissance induite sur un monopôle aux fréquences de résonance (II-19) et celle de la puissance recueillie sur une antenne adaptée (II-36), on constate une différence d'un facteur 2,4. Cette différence peut être jugée acceptable, compte tenu des hypothèses simplificatrices introduites lors de la puissance induite sur un monopôle électriquement long.

II.2.4 Impédance d'entrée d'une antenne en chambre réverbérante.

Seul le cas de l'antenne adaptée et sans perte a été abordé jusqu'à présent. Dans le cas général, l'antenne n'est pas parfaite et la puissance induite est de la forme

$$P_r = e(1 - |\rho|^2) A_e W_i \cos^2 \psi \quad (\text{II-38})$$

où e désigne l'efficacité de rayonnement qui tient comptes des pertes par effet Joule et des pertes diélectriques. ρ désigne le facteur de réflexion de l'antenne vu de son port d'entrée. La mesure de l'efficacité de rayonnement requiert une installation extrêmement lourde puisqu'elle nécessite la mesure de la puissance réellement rayonnée par l'antenne. Toutefois, les pertes sont en général négligeables, ce qui permet l'approximation $e = 1$.

Le facteur de réflexion n'est en général pas nul mais peut se mesurer facilement à l'aide d'un analyseur de réseaux. En pratique, c'est souvent le Rapport d'Onde Stationnaire que le constructeur fournit. ρ et ROS sont reliés par

$$\text{ROS} = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (\text{II-39})$$

Les antennes disponibles dans le commerce ont presque toujours un ROS inférieur à 2. Cette valeur qui fait figure de standard correspond à la désadaptation maximale que peuvent supporter la plupart des amplificateurs de puissance. Ainsi, dans le défavorable où l'antenne présente un ROS de 2, ce qui correspond à un facteur de réflexion $\rho = 1/3$ (-10 dB), les pertes par désadaptation sont de l'ordre de 1 dB. Autrement dit, l'approximation de l'antenne adaptée et sans pertes n'apporte quasiment pas d'erreur dans la mesure.

II.2.4.1 Facteur de réflexion en cage de Faraday

Mais qu'en est-il lorsque cette antenne est immergée dans une chambre réverbérante? Pour répondre à cette question, nous nous baserons sur un exemple concret portant sur une mesure de facteur de réflexion ρ d'une antenne donnée, ceci dans deux configurations. Premièrement, en espace libre et deuxièmement, lorsque l'antenne est placée dans une cage de Faraday. Cette cage est en fait la chambre réverbérante du CEG où aucun brassage n'est effectué (CW). Le

résultat de l'expérience est présenté Planche II-2 pour un cornet de bande passante 500 MHz - 6 GHz. Les courbes comprennent 400 points de mesure entre 1 et 3 GHz et sont exprimées en unités logarithmiques : $\rho_{dB} = 20 \log(\rho)$.

En espace libre, ρ est meilleur que -10 dB pour quasiment toute la bande de fréquence explorée. Les points correspondant à la mesure en cage de Faraday n'ont volontairement pas été reliés car l'échantillonnage fréquentiel est bien insuffisant pour représenter les variations réelles. Ces points sont globalement distribués autour de la caractéristique en espace libre avec une excursion comprise entre +5 et -15 dB. Cette dispersion semble moins importante vers 3 GHz que vers 1 GHz.

II.2.4.2 Facteur de réflexion avec brassage mécanique

Si, à fréquence fixe, on mesure le facteur de réflexion d'une antenne d'émission en fonction de la position angulaire du brasseur de modes, on observe également des fluctuations de ρ [18], mais, comme pour l'expérience précédente, la valeur moyenne est proche de celle mesurée en espace libre. Ainsi, comme l'ont montré Corona *et al* [19], la puissance rayonnée par l'antenne en chambre réverbérante est statistiquement identique à celle qu'elle rayonnerait en espace libre.

Un point important concerne l'interprétation d'un facteur de réflexion élevé pour une certaine position du brasseur de modes. Thomas et Branner [18] interprètent ce phénomène comme une forte désadaptation de l'antenne émettrice, ce qui amène un déficit d'énergie dans la chambre. Ils préconisent donc de réguler la puissance injectée de manière à la rendre indépendante de la position angulaire du brasseur.

Une autre interprétation possible consiste à attribuer un ρ élevé au fait que l'antenne d'émission est située à un emplacement où le champ électromagnétique est très important. Une analyse dans le domaine temporel montrerait alors que l'énergie qui retourne vers le générateur a subi de multiples réflexions sur les parois et sur le brasseur de modes. Dans ce cas, un ρ élevé ne correspond pas spécialement à une faible puissance rayonnée. Seule une mesure *simultanée* du facteur de réflexion et de l'amplitude du champ électromagnétique en un grand nombre d'emplacements permettrait de trancher entre ces deux interprétations.

Il n'en reste pas moins qu'une antenne correctement adaptée peut présenter un facteur de réflexion important pour certaines positions du brasseur de modes. Ceci peut constituer un problème lorsqu'une puissance importante est injectée dans l'enceinte avec un amplificateur à Tube à Onde Progressive. Les TOP sont en effets très sensibles à une charge désadaptée et il convient alors de les protéger par des circulateurs.

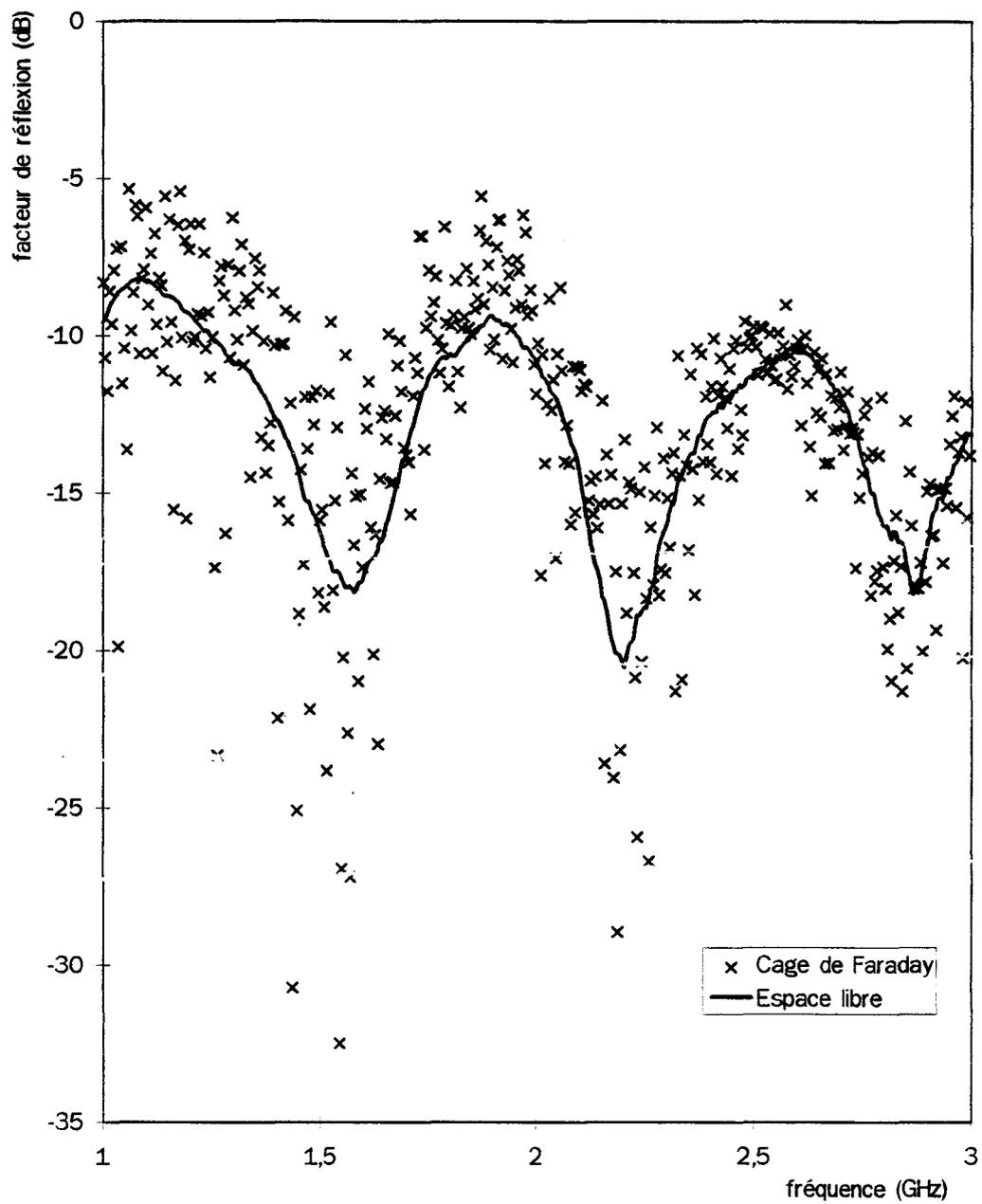


Planche II-2 Facteur de réflexion d'un cornet en espace libre et en cage de Faraday

II.2.4.3. Facteur de réflexion avec brassage électronique

Lorsqu'un bruit de largeur Δ_{FB} est injecté dans l'enceinte, l'expérience montre que la densité spectrale du signal prélevé sur l'antenne de référence présente des fluctuations importantes dans la bande Δ_{FB} . On peut assimiler ces fluctuations à une variation de ρ dans Δ_{FB} . Comme le montrent les courbes de la Planche II-2, le facteur de réflexion sera tantôt moins bon qu'en espace libre, tantôt meilleur. C'est alors de facteur de réflexion moyen $\langle \rho \rangle$ qu'il convient de caractériser. Comme nous l'avons vu plus haut, le $\langle \rho \rangle$ sera identifiable à celui qu'on mesurerait en espace libre. Autrement dit, l'antenne rayonnera la même puissance dans la chambre réverbérante que dans une chambre anéchoïde.

On note toutefois une différence avec le brassage mécanique. En effet, lorsqu'on s'intéresse au facteur de réflexion moyen sur une bande Δ_{FB} , il ne sera jamais beaucoup plus élevé qu'en espace libre, comme c'était le cas pour certaines positions du brasseur de modes. En d'autres termes, il n'est pas à craindre qu'une puissance importante revienne vers l'amplificateur et risque de l'endommager. Leur protection par des circulateurs n'est donc pas nécessaire.

II.2.5 Mesure de l'amplitude du champ électromagnétique dans la chambre.

L'introduction d'une onde plane équivalente polarisée rectilignement nous a permis de relier théoriquement la puissance mesurée sur une antenne à l'amplitude du champ électromagnétique. Dans ce paragraphe, nous validerons ce concept en comparant le champ (E ou H) déduit de la mesure de la puissance de référence avec le champ déduit d'une mesure avec un capteur adéquat.

Plutôt que de comparer brutalement l'amplitude du champ mesuré par les deux méthodes, il est préférable de calculer le rapport théorique entre la puissance délivrée par le capteur et la puissance recueillie sur l'antenne de référence. On s'affranchit alors des fluctuations parasites qui ne contiennent aucune information (variation de gain des amplificateurs, du coefficient de qualité, des pertes dans les câbles etc).

Les capteurs de champ utilisés pour cette expérience sont décrits en annexe B. Il s'agit d'un capteur de type ACD pour la mesure du champ électrique et de type MGL pour le champ magnétique. Pour un capteur ACD associé à un balun différentiel, la puissance P_{acd} mesurée est reliée au champ électrique E par

$$P_{acd} = Z(\omega\epsilon_0 A_e)^2 E^2 \quad (II-40)$$

Z impédance d'entrée du récepteur (50Ω)

A_e aire équivalente du capteur (10^{-3} m^2 pour un capteur ACD-7)

Conformément à la relation (II-36), une antenne de référence illuminée par un champ isotrope d'amplitude E captera une puissance P_{ref} donnée par

$$P_{ref} = \frac{c^2}{4\pi\eta_0 f^2} E^2 \quad (\text{II-41})$$

Le rapport théorique P_{acd}/P_{ref} vaut donc

$$\frac{P_{acd}}{P_{ref}} = \frac{\eta_0 Z}{\pi} \left(\frac{\epsilon_0 A_e}{c} \right)^2 \omega^4 \quad (\text{II-42})$$

Ce rapport ne dépend que de la fréquence et correspond à une droite de +40 dB/décade, ce qui facilitera la comparaison théorie / expérience.

Pour un capteur de champ magnétique MGL, toujours associé au balun différentiel, la puissance P_{mgl} délivrée au récepteur est liée à l'amplitude du champ magnétique H par la relation

$$P_{mgl} = \frac{1}{4Z} (\omega\mu_0 A_m)^2 H^2 \quad (\text{II-43})$$

En divisant cette quantité par l'expression (II-37), on obtient

$$\frac{P_{mgl}}{P_{ref}} = \frac{1}{4\pi\eta_0 Z} \left(\frac{\mu_0 A_m}{c} \right)^2 \omega^4 \quad (\text{II-44})$$

C'est toujours une droite de pente +40dB/décade dont l'ordonnée en un point ne dépend que de l'aire équivalente du capteur.

La validation expérimentale est effectuée au CEG, ce qui impose un brassage électronique. La largeur de bruit est de 2x5 MHz et la puissance est mesurée à l'aide d'un wattmètre large bande. Afin d'explorer les fréquences les plus basses, l'antenne réceptrice est une antenne log-périodique dont la bande passante est de 200 MHz - 5 GHz. Ne disposant pas d'une deuxième antenne identique pour l'émission, un cornet 500 MHz - 6 GHz est utilisé. En bas de bande, la puissance transmise dans la chambre sera donc fortement atténuée, mais ceci n'aura aucune incidence sur nos résultats puisque nous mesurons un rapport de puissance.

La mesure du champ électrique se fait à l'aide d'un capteur ACD-7 dont l'aire équivalente est de 10^{-3}m^2 . Le champ magnétique est évalué avec un capteur MGL-9 ($A_m=2.10^{-5} \text{m}^2$). La superposition des courbes théoriques et expérimentales est présentée Planche II-3.

De manière générale, la concordance théorie / expérience est excellente entre 500 MHz et 2 GHz. Ce qui signifie que les hypothèses émises pour établir les relations (II-36) et (II-37) sont justifiées et notamment que le rapport E/H est bien (statistiquement) de 377Ω .

Au-delà de 2 GHz, les écarts plus importants avec la droite théorique peuvent être attribués aux fluctuations de la fonction de transfert des capteurs visibles dans les courbes de calibrage de ces derniers.

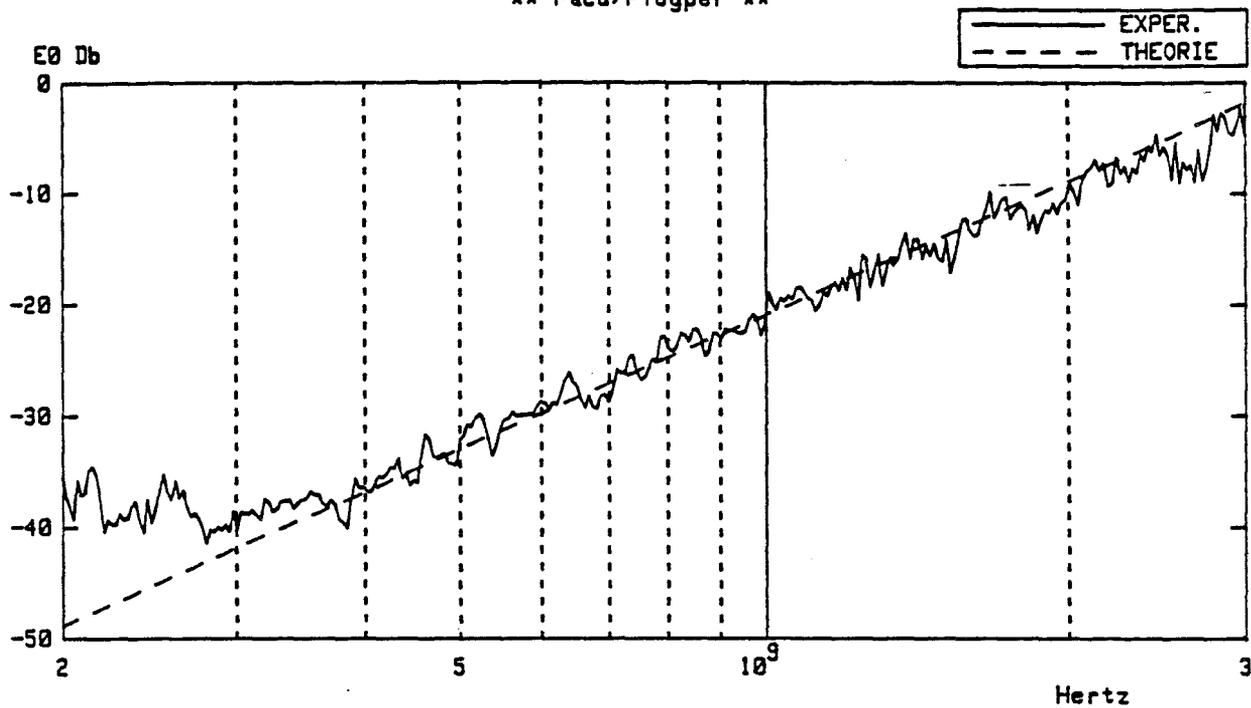
En dessous de 400 MHz, le rapport expérimental s'éloigne notablement de la droite théorique. Ici l'interprétation est plus difficile dans la mesure où on pénètre dans la gamme des fréquences où la chambre réverbérante devient moins efficace.

II.2.6 Conclusions

Le champ généré à l'intérieur d'une chambre réverbérante peut être considéré comme une grandeur aléatoire. Tant au niveau de l'amplitude qu'au niveau de la polarisation. De nature purement stationnaire si les pertes sont négligées, les champs E et H sont en quadrature, c'est-à-dire ni perpendiculaires, ni dans un rapport qui s'apparente à l'impédance d'onde dans le vide.

Par contre, lorsqu'on s'intéresse aux valeurs quadratiques moyennes des amplitudes du champ électrique ou magnétique, la notion d'onde plane équivalente peut être utile pour prévoir la puissance recueillie sur une antenne quelconque. Cette notion, validée par une expérience simple, permet de mesurer l'amplitude du champ électromagnétique avec une antenne quelconque. Cette situation est avantageuse en haute fréquence, domaine du spectre où les capteurs de champ deviennent peu fiables.

**** Pacd/Plogper ****



**** Pmg1/Plogper ****

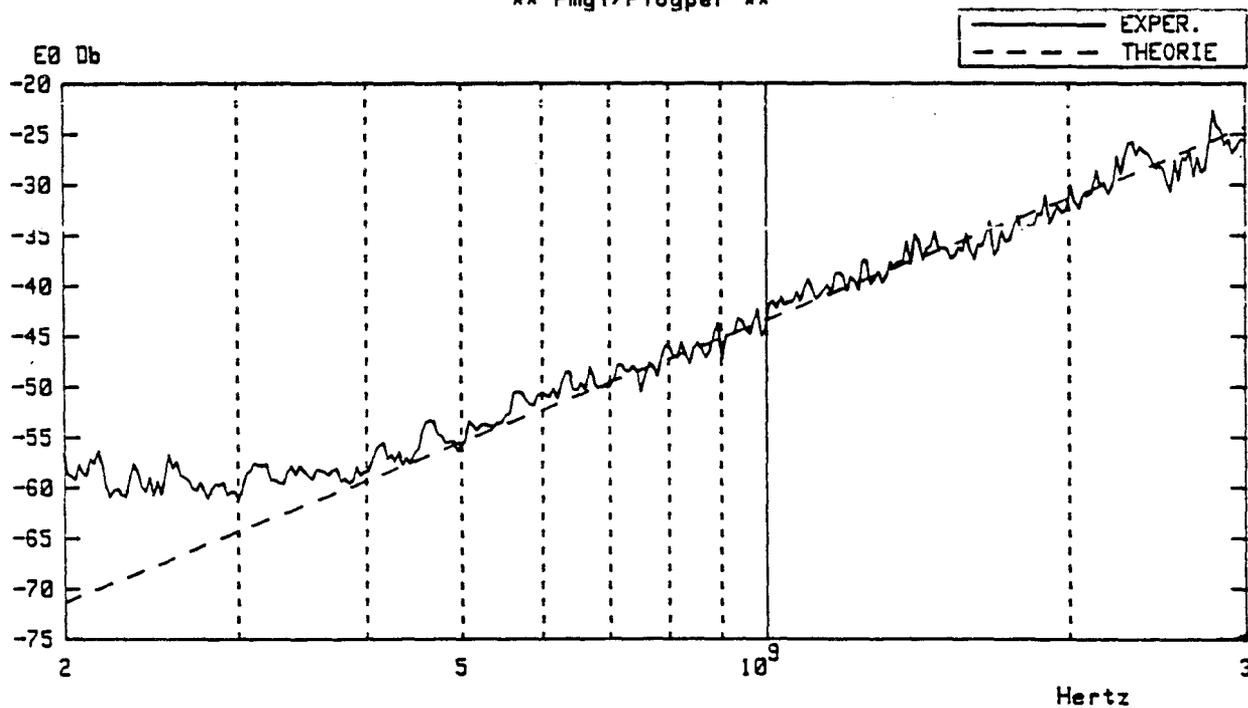


Planche III-3 Rapport des puissances mesurées sur un capteur de champ (E et H) et sur l'antenne de référence

II.3 COEFFICIENT DE QUALITE DE L'ENCEINTE

II.3.1 Définition

II.3.1.1 Cas général

La notion de coefficient de qualité est employée dès qu'un système est susceptible d'emmagasiner de l'énergie. Puisqu'un système réel comporte toujours des pertes, le coefficient de qualité Q , quantité sans dimension, est défini comme le rapport entre l'énergie stockée par le système et l'énergie dissipée. A l'équilibre, l'énergie stockée U_s est parfaitement définie, alors que l'énergie dissipée U_d croît avec le temps. C'est la raison pour laquelle Q est défini comme le rapport entre U_s et l'énergie dissipée par unité de temps Δt .

$$Q = \frac{U_s}{P_d \Delta t} \quad (\text{II-45})$$

L'intervalle de temps Δt pourrait être choisi arbitrairement, par exemple $\Delta t=1\text{s}$. Ce n'est toutefois pas la convention qui est généralement utilisée ; on préfère en effet choisir Δt de telle manière que Q soit identifiable au coefficient de surtension Q_0 associé aux circuits résonants à éléments localisés. Nous montrons rapidement, à l'aide d'un circuit RLC (Figure II-6) comment choisir Δt de manière à égaliser coefficient de qualité et coefficient de surtension.

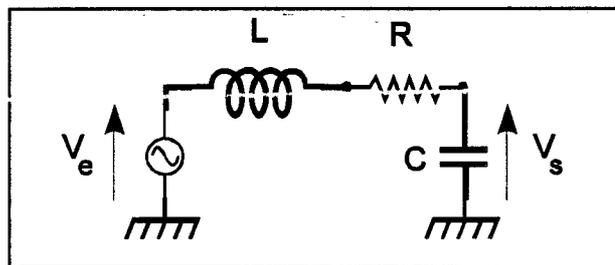


Figure II-6 Circuit RLC à coefficient de surtension Q_0

Dans un tel circuit, la fonction de transfert $H(j\omega)$ reliant tension d'entrée et tension de sortie est donnée par

$$H(j\omega) = \frac{V_s}{V_e} = \frac{1}{1 + jRC\omega - LC\omega^2} \quad (\text{II-46})$$

que l'on met généralement sous la forme

$$H(j\omega) = \left[1 + \frac{j}{Q_0} \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right]^{-1} \quad (\text{II-47})$$

en ayant posé

$$LC\omega_0^2 = 1 \quad Q_0 = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{RC\omega_0} \quad (\text{II-48})$$

A la résonance ($\omega = \omega_0$), la tension de sortie vaut Q_0 fois la tension d'entrée et est déphasée de $-\pi/2$. Q_0 définit bien ainsi le coefficient de surtension à vide du circuit.

Nous allons maintenant calculer le coefficient de qualité tel que défini par (II-45). L'énergie stockée passe alternativement de l'inductance au condensateur et vaut

$$U_s = \frac{1}{2} C V_s^2 \quad (\text{II-49})$$

L'énergie dissipée pendant Δt dans la résistance vaut, à la résonance

$$U_d = P_d \Delta t = \frac{1}{2R} V_e^2 \Delta t \quad (\text{II-50})$$

Or, à la résonance, $V_s = Q_0 V_e$. Le coefficient de qualité vaut donc

$$Q = \frac{RCQ_0^2}{\Delta t} \quad (\text{II-51})$$

On voit que coefficient de qualité Q et coefficient de surtension Q_0 seront identiques si on choisit $\Delta t = RCQ_0$, c'est-à-dire si Δt est égal au temps que met la phase pour tourner de 1 radian soit $\Delta t = 1/\omega$

C'est la raison pour laquelle on définira, de manière générale, le coefficient de qualité comme

$$Q = \omega_0 \frac{U_s}{P_d} \quad (\text{II-52})$$

Le coefficient de qualité est défini, dans notre exemple, à la résonance du circuit. Cette notion peut toutefois être utilisée dans un cas plus général encore. Prenons l'exemple d'une inductance seule, dont on tient compte de sa résistance série. Lorsqu'elle est parcourue par un courant sinusoïdal de la forme $I(t) = I_0 \sin(\omega t)$, l'énergie maximale emmagasinée par cette inductance vaut $\frac{1}{2} L I^2$. La puissance moyenne dissipée dans la résistance série vaut $\frac{1}{2} R I^2$. Le coefficient de qualité défini par (II-52) vaut donc

$$Q = \omega \frac{L}{R} \quad (\text{II-53})$$

Il n'est pourtant, ici, pas question de résonance. Autrement dit, la notion de coefficient de qualité peut être vu comme une quantité plus générale que le coefficient de surtension.

Il est important de comprendre que le coefficient de qualité ne résulte que d'une définition arbitraire. C'est simplement une grandeur qu'il est utile d'introduire pour caractériser un système et il ne faut pas lui chercher une origine physique quelconque, ce qui est bien traduit par le fait que Q est sans dimension.

II.3.1.2 Cas des cavités électromagnétiques

Lorsqu'une cavité est excitée sur un mode de résonance, l'énergie stockée se retrouve sous forme électromagnétique dans le champ engendré dans le volume de la cavité. Les pertes correspondent, dans le cas le plus simple, à la puissance dissipée par effet Joule dans les parois. La densité d'énergie stockée dans un volume élémentaire dv vaut

$$dU = \frac{\epsilon}{2} E^2 dv + \frac{\mu}{2} H^2 dv \quad (\text{II-54})$$

Comme on peut le voir dans les équations du champ données dans le premier chapitre, les champs E et H sont en quadrature. C'est-à-dire qu'en tout point de l'espace, l'énergie passe alternativement de la forme inductive à la forme capacitive. Cette propriété est caractéristique des ondes stationnaires et se retrouve quelle que soit la forme de la cavité considérée (sphérique, cylindrique,...)

On peut donc calculer l'énergie stockée à un instant donné en ne tenant compte que de l'énergie magnétique ou de l'énergie électrique. Cette énergie intégrée sur le volume total de la cavité vaut

$$U_s = \frac{\epsilon}{2} \iiint_V E^2 dv = \frac{\mu}{2} \iiint_V H^2 dv \quad (\text{II-55})$$

La puissance dissipée P_d dans les parois se calcule par

$$P_d = \iint_S \frac{R_s}{2} H_{tg}^2 ds \quad (\text{II-56})$$

où H_{tg} est la composante tangentielle du champ magnétique et R_s est la résistance surfacique du métal qui compose les parois de la cavité. R_s est donnée par

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta} \quad (\text{II-57})$$

où σ est la conductivité du métal et δ , l'épaisseur de peau donnée par

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \mu_r \sigma}} \quad (\text{II-58})$$

où μ_r est la perméabilité magnétique relative du milieu de propagation (les parois métalliques, en l'occurrence). Dès lors que la fréquence dépasse la centaine de MHz, on peut prendre l'approximation $\mu_r=1$. On peut donc réécrire R_s sous la forme

$$R_s = \frac{\omega \mu_0 \mu_r \delta}{2} \quad (\text{II-59})$$

D'après la définition du coefficient de qualité, on a

$$Q = \omega \frac{\mu_0 \iiint H^2 dv}{R_s \iint H^2 ds} \quad (\text{II-60})$$

que l'on pourra généralement mettre sous la forme

$$Q = F \frac{V}{S \delta \mu_r} \quad (\text{II-61})$$

F est un facteur de forme qui dépend de la géométrie de la cavité, ainsi que du mode considéré.

II.3.2 Détermination théorique en chambre réverbérante

II.3.2.1 Pertes dans les parois

Pour associer un coefficient de qualité à la chambre réverbérante, il faut tenir compte du fait qu'il s'agit d'une cavité électromagnétique utilisée dans un domaine de fréquence où cette cavité est surdimensionnée par rapport à la longueur d'onde. Ceci a amené Liu *et al* [7] à considérer un coefficient de qualité composite qui est en quelque sorte un Q moyen calculé sur tous les modes qui peuvent résonner dans une bande Δf autour de la fréquence de travail. Ce calcul, qui ne tient compte que des pertes par effet Joule dans les parois, donne la valeur suivante:

$$Q_\sigma = \frac{3}{2} \frac{V}{S \delta \mu_r} \frac{1}{1 + \frac{3\lambda S}{32V}} \quad (\text{II-62})$$

On remarquera que Q est bien de la même forme que l'équation (II-61).

Une deuxième approche, employée par Dunn [20] consiste à considérer que le champ à l'intérieur de la chambre est assimilable à une onde plane dont la direction de propagation, la polarisation et la phase sont des variables aléatoires uniformément distribuées dans leur domaine de variation.

Le calcul mené au premier ordre donne le résultat suivant :

$$Q_{\sigma} = \frac{3}{2} \frac{V}{S\delta\mu_r} \quad (\text{II-63})$$

On remarquera qu'en haute fréquence, l'approximation $3\lambda S \ll 32V$ est possible dans (II-62), de sorte que les résultats de Dunn et de Liu sont identiques.

II.3.2.2 Pertes dans les antennes

Les antennes placées dans la chambre sont évidemment des points de fuite de l'énergie électromagnétique. L'antenne de réception captera de l'énergie qui sera véhiculée jusqu'au récepteur. L'antenne d'émission captera exactement la même énergie qui retournera vers la source d'excitation.

Pour tenir compte des pertes dues à la présence d'antennes, on calcule un coefficient de qualité Q_a qui ne tient compte que de la puissance P_a dissipée dans une antenne. Ceci revient à calculer

$$Q_a = \omega \frac{U_s}{P_a} \quad (\text{II-64})$$

Conformément aux développements présentés au paragraphe (II-2-3), la densité de puissance W_i de l'onde plane équivalente est reliée à l'amplitude du champ magnétique H par la relation

$$W_i = \eta_0 H^2 \quad (\text{II-65})$$

La puissance recueillie par l'antenne vaut donc

$$P_a = A_e W_i = \frac{\lambda^2}{4\pi} \eta_0 H_i^2 \quad (\text{II-66})$$

Puisque le champ est homogène, l'énergie stockée par la cavité peut se calculer en intégrant (II-54) sur le volume total de la cavité en supposant constants E et H

$$U_s = \frac{\epsilon_0}{2} E^2 V + \frac{\mu_0}{2} H^2 V \quad (\text{II-67})$$

Statistiquement, le rapport E/H vaut η_0 . L'énergie stockée donnée par (II-67) peut donc s'écrire

$$U_s = \mu_0 H^2 V \quad (\text{II-68})$$

les équations (II-66) et (II-67) permettent de relier l'énergie stockée à la densité de puissance incidente équivalente par

$$cU_s = W_i V \quad (\text{II-69})$$

L'onde équivalente de densité de puissance W_i est polarisée linéairement et parallèle à l'axe privilégié de l'antenne. La même puissance est disponible sur l'autre polarisation, de sorte que l'antenne ne "voit" que la moitié de l'énergie incidente. L'énergie totale est donc le double de celle donnée par (II-69), soit

$$U_s = \frac{2W_i V}{c} \quad (\text{II-70})$$

En combinant (II-64), (II-65) et (I-70), le coefficient de qualité associé à une antenne vaut

$$Q_a = \omega \left(\frac{2W_i V}{c} \right) \left(\frac{4\pi}{\lambda^2 W_i} \right) \quad (\text{II-71})$$

que l'on peut encore simplifier

$$Q_a = \frac{16\pi^2 V}{\lambda^3} \quad (\text{II-72})$$

II.3.2.3 Pertes dans les objets sous test

Si l'on place un objet quelconque dans la chambre, celui-ci va absorber une certaine puissance proportionnelle à la densité de puissance incidente W_i . Ce coefficient de proportionnalité est homogène à une surface équivalente de couplage et se note σ_c , à ne pas confondre avec la conductivité. Bien entendu, σ_c doit être considéré ici en moyenne sur toutes les incidences possibles puisque l'objet est soumis à une illumination isotrope. Cet objet capte donc une puissance donnée par

$$P_{\text{obj}} = \sigma_c W_i \quad (\text{II-73})$$

En utilisant la relation (II-69), on déduit le coefficient de qualité associé à l'objet Q_{obj} par:

$$Q_{\text{obj}} = \frac{\omega V}{c \sigma_c} \quad (\text{II-74})$$

II.3.2.4 Coefficient de qualité global

Nous venons de passer en revue trois possibilités de fuite de l'énergie. Celles-ci ne constituent pas une liste exhaustive ; on pourrait par exemple citer les fuites par les joints de portes, les nids d'abeille, les guides d'onde... Cependant, ces dernières pertes sont (pour une chambre de bonne facture) tout à fait négligeables par rapport aux trois principales que nous avons détaillées. Il convient maintenant de combiner ces pertes, en déterminant un coefficient de qualité global, fonction des différentes possibilités de fuite de l'énergie électromagnétique.

Soit P_i , la puissance dissipée par le point de fuite d'indice i (antenne, parois, objets...) i variant de 1 à N . Q_i est alors le coefficient de qualité associé à la puissance P_i ,

$$Q_i = \omega \frac{U_s}{P_i} \quad (\text{II-75})$$

La puissance totale dissipée P_d est la somme de toutes ces puissances

$$P_d = \sum_{i=1}^N P_i \quad (\text{II-76})$$

Le coefficient de qualité global s'écrit alors

$$Q_g = \omega \frac{U_s}{\sum P_i} \quad (\text{II-77})$$

Q_g s'écrit donc, en fonction des Q_i par la relation

$$\frac{1}{Q_g} = \frac{1}{\sum Q_i} \quad (\text{II-78})$$

Autrement dit, le plus petit des Q_i déterminera le coefficient de qualité global de la cavité. Dans le cas le plus simple, seule une ou deux antennes seront installées dans la chambre, si N_a est le nombre d'antennes immergées dans la chambre associée chacune à un coefficient de qualité Q_a , en tenant compte également des pertes par effet Joule (Q_σ), le coefficient de qualité global Q_g se réduit à

$$Q_g = \frac{Q_\sigma Q_a}{N_a Q_\sigma + Q_a} \quad (\text{II-79})$$

D'après les relations (II-63) et (II-72), on constate qu'en basse fréquence, le coefficient de qualité est dominé par les pertes dans les antennes alors qu'en haute fréquence, les pertes Joule dans les parois sont prédominantes, ce que nous avons schématisé sur la Figure II-7

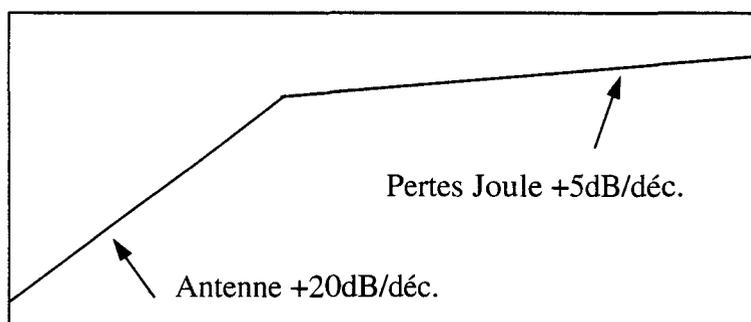


Figure II-7. Coefficient de qualité en présence d'une antenne

II.3.3 Détermination expérimentale du coefficient de qualité

II.3.3.1 Mesure des pertes d'insertion

La première façon de mesurer le Q de l'enceinte est de le déduire du rapport entre la puissance P_r recueillie sur une antenne de réception (antenne de référence) et la puissance P_t transmise à une antenne d'émission. Le rapport entre puissance émise et puissance de référence est connu sous le terme de "pertes d'insertion" de la chambre réverbérante.

On se base alors sur le fait qu'à l'équilibre, la puissance transmise par l'antenne émettrice équivaut à la puissance totale dissipée dans l'enceinte. Ce qui revient à écrire

$$Q = \omega \frac{U_s}{P_t} \quad (\text{II-80})$$

On peut relier l'énergie stockée à la puissance reçue sur l'antenne de réception à l'aide de la relation (II-72). On en déduit directement

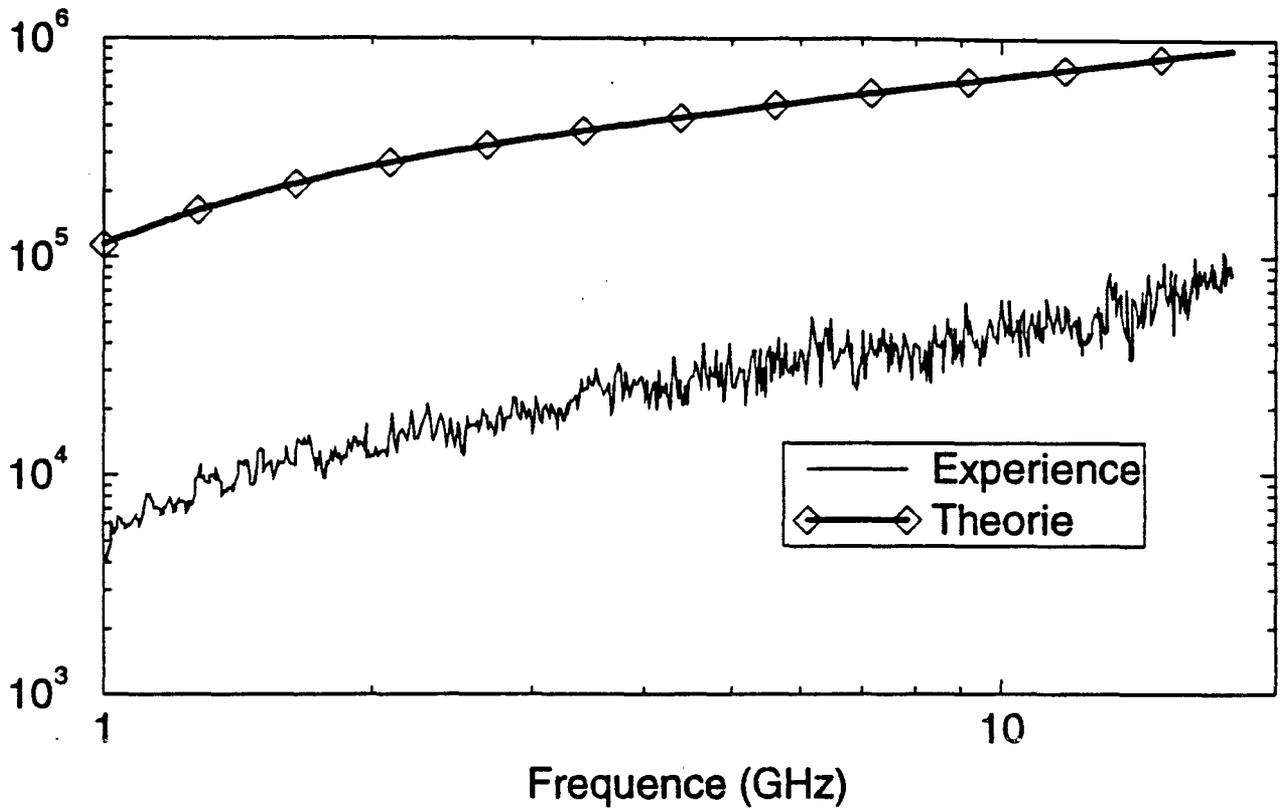
$$Q = \frac{16\pi^2 V P_r}{\lambda^3 P_t} \quad (\text{II-81})$$

D'un point de vue expérimental, on mesure, dans un premier temps, la puissance injectée sur l'antenne d'émission. Ceci point par point, dans toute la plage de fréquence étudiée. Il n'y a là aucune ambiguïté possible. Dans un deuxième temps, on mesure la puissance recueillie sur l'antenne de référence. En brassage électronique, il n'y a pas non plus d'ambiguïté, par contre, en brassage mécanique, on peut retenir soit la puissance moyenne, soit la puissance maximale sur une rotation du brasseur. Nous nous affranchirons provisoirement de ce problème en utilisant le brassage électronique et reviendrons ultérieurement sur ce point.

Les pertes d'insertion de l'installation du CEG sont mesurées entre 1 et 18 GHz à l'aide de deux cornets identiques et avec un bruit de 2×10 MHz. Le coefficient de qualité est calculé à partir de cette mesure au moyen de la relation (II-81). Le résultat est présenté Planche II-4a où est également portée la courbe théorique donnée par (II-79). Pour déterminer cette dernière, il est nécessaire de connaître la conductivité des parois afin de calculer l'épaisseur de peau qui apparaît dans (II-63). Bien qu'il ne soit pas aisé de connaître avec précision cette conductivité, une valeur de $\sigma = 10^7$ semble tout à fait réaliste pour l'acier qui compose les parois. Rappelons que le volume est de 84 m^3 et la surface totale des parois de 118 m^2 .

Si l'allure générale de la courbe expérimentale suit bien celle de la courbe théorique, on constate un écart d'un facteur 20 environ vers 1 GHz et s'atténue légèrement avec la fréquence (10 environ à 10 GHz), comme le montre la courbe de la Planche II-4b.

Coefficient de qualite



Qtheo/Qexp

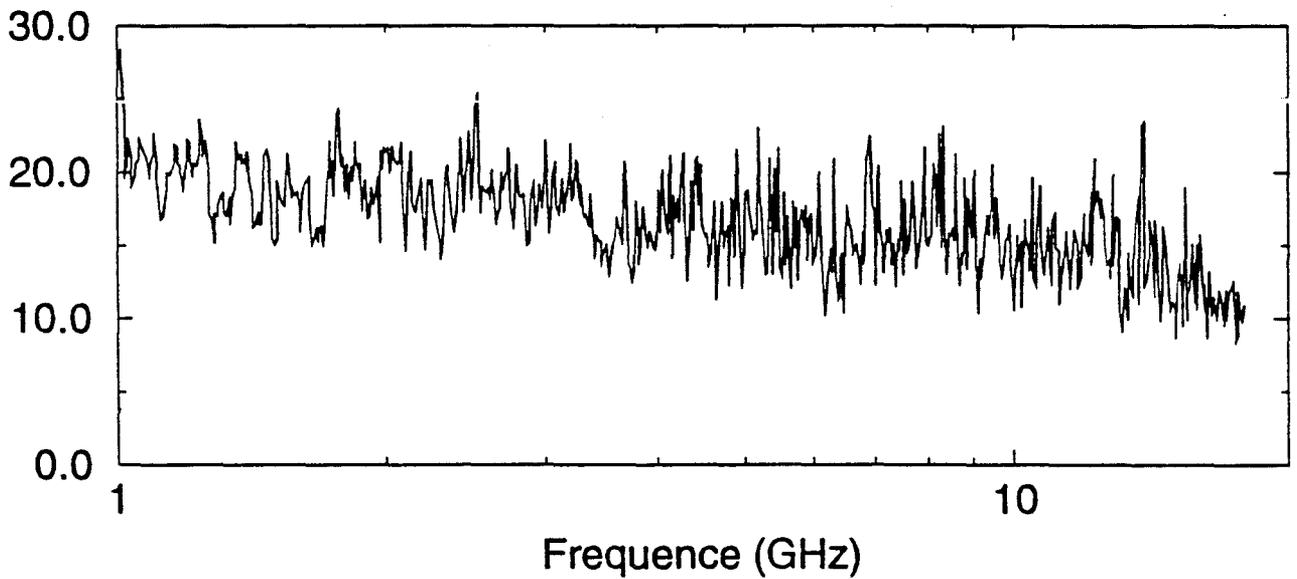


Planche II-4. Coefficient de qualite de la chambre du CEG

Avant de chercher les causes possibles de cet écart, il nous paraît indispensable de confirmer ce résultats par une mesure du coefficient de qualité basé sur une méthode tout à fait différente. Il s'agit de la méthode du temps de relaxation de la cavité.

II.3.3.2 Mesure du temps de relaxation

Considérons l'état stationnaire où, en transmettant la puissance P_t , la cavité a emmagasiné l'énergie U_s . Si on éteint la source, la puissance dissipée P_d ne sera plus compensée par la puissance P_t et l'énergie à l'intérieur de l'enceinte va décroître jusqu'à devenir nulle. La loi de décroissance de l'énergie est donnée par

$$dU_s = -P_d dt \quad (\text{II-82})$$

Par définition (II-52), on peut écrire

$$P_d = \frac{\omega U_s}{Q} \quad (\text{II-83})$$

Ceci permet d'écrire l'équation différentielle qui régit la loi de décroissance de l'énergie

$$\frac{dU_s(t)}{dt} + U_s(t) \frac{\omega}{Q} = 0 \quad (\text{II-84})$$

dont la solution est de la forme

$$U(t) = U_0 \exp(-t / \tau) \quad (\text{II-85})$$

où τ est le temps de relaxation de la cavité et vérifie

$$Q = \omega \tau \quad (\text{II-86})$$

Pour visualiser ce phénomène temporel, le signal injecté (CW) dans l'enceinte est modulé en impulsions dont la largeur est bien supérieure au temps de relaxation. En réception, un oscilloscope mesure le signal issu d'un détecteur d'enveloppe connecté à une antenne ou un capteur de champ. La tension mesurée $V(t)$ est proportionnelle au champ présent dans l'enceinte, c'est-à-dire à la racine carrée de l'énergie.

$$V(t) = \alpha \sqrt{U_0} \exp(-t / 2\tau) \quad (\text{II-87})$$

C'est également une courbe à décroissance exponentielle avec une constante de temps $\tau_v = 2\tau$. Ainsi, en mesurant la constante de temps de décroissance τ_v du signal temporel, on en déduit le coefficient de qualité par

$$Q = \frac{\omega \tau_v}{2} \quad (\text{II-88})$$

L'évolution temporelle mesurée est, en pratique, entachée de fluctuations importantes caractéristiques du régime transitoire d'une cavité surdimensionnée. De manière générale, l'évolution temporelle de l'enveloppe dépendra fortement de plusieurs paramètres tels que la position du capteur, la fréquence, la position du brasseur de modes,...

A titre d'illustration, nous présentons Planche II-5 l'évolution observée pour différentes configurations de mesures obtenue sur l'installation du CEG. La première courbe correspond à la réponse du capteur positionné arbitrairement dans la chambre. La fréquence de la source est de 1992 MHz. La deuxième courbe représente la même expérience pour une fréquence très légèrement supérieure : 1992.2 MHz. Le niveau relevé est deux fois plus faible que lors de la première expérience et le temps de relaxation semble plus long. Finalement, la dernière courbe correspond toujours à une fréquence de 1992.2 MHz, mais le capteur est placé à un autre endroit et dans une autre polarisation. Encore une fois, la réponse obtenue est différente des autres configurations.

Une telle diversité des réponses est également observée pour différentes positions angulaires du brasseur. Aussi, Richardson [21] propose d'établir une courbe moyenne obtenue à partir de la réponse correspondant à différentes positions du brasseur. Le coefficient de qualité est ensuite déduit de la constante de temps de cette courbe moyenne.

Sur l'installation du CEG qui ne dispose pas de brasseur de modes, le brassage électronique permettra de réaliser cette mesure avec un gain de temps appréciable. Le signal injecté qui est modulé en impulsions est le résultat du mélange de la porteuse avec le bruit de largeur Δ_{FB} . Sur l'oscilloscope, la trace s'apparente alors à une fonction aléatoire. Les oscilloscope modernes proposent des fonctions qui permettent de réaliser rapidement des statistiques sur cette trace. En l'occurrence, une fonction garde en mémoire le maximum de la trace sur un certain nombre d'acquisitions successives. Le résultat obtenu sur 200 acquisitions, pour un bruit de 2×25 MHz autour de 1992 MHz est présenté Figure II-8.

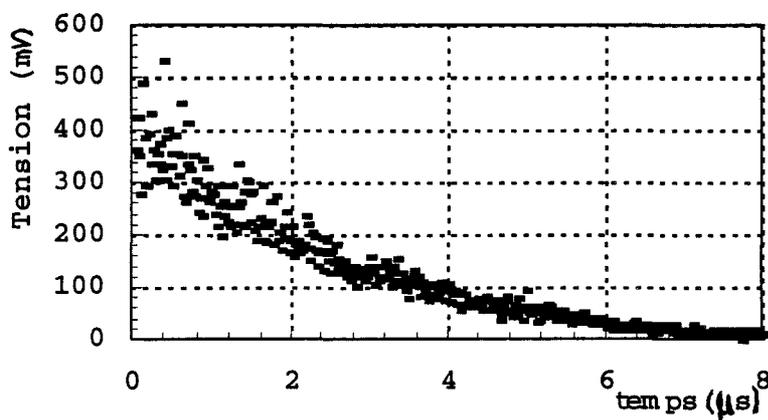


Figure II-8. Relaxation de la cavité : maximum sur 200 acquisitions successives.

Cette trace ressemble déjà beaucoup plus à une fonction exponentielle et un traitement

mathématique nous permet de calculer τ_v avec précision. Grâce à la relation (II-88), on remonte au coefficient de qualité. Les performances de l'oscilloscope utilisé nous permettent de mesurer le Q de la cavité par cette méthode jusqu'à la fréquence de 2 GHz. Le résultat de cette mesure est reporté Figure II-9, superposé avec le résultat obtenu par la précédente méthode, celles des pertes d'insertion.

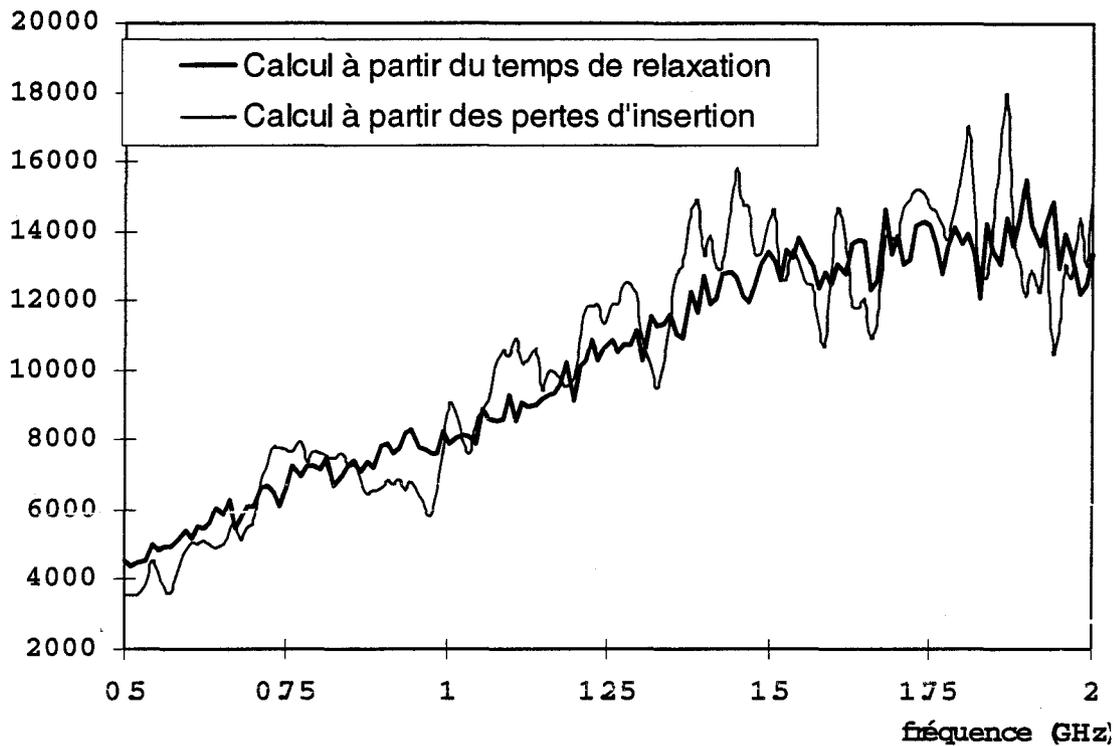


Figure II-9. Coefficient de qualité mesuré par deux méthodes différentes.

Cette comparaison très satisfaisante confirme le précédent résultat issu d'une mesure des pertes d'insertion. Puisque les deux méthodes de mesure sont complètement différentes et donnent le même résultat, on peut difficilement mettre en cause le protocole expérimental permettant de mesurer le coefficient de qualité de la chambre du CEG. Autrement dit, son Q expérimental est *réellement* très inférieur aux prédictions théoriques.

II.3.3.3 Hypothèses sur l'écart théorie / expérience

Dans notre estimation théorique, seulement deux types de pertes ont été prises en compte : les pertes dues aux deux antennes et les pertes par effet Joule dans les parois en acier. Nous avons estimé à $\sigma = 10^7$ la conductivité électrique de ces dernières. Si cette valeur n'est certainement pas exacte, on peut difficilement attribuer l'erreur entre Q_{exp} et $Q_{théo}$ à l'incertitude sur la conductivité. En effet, σ apparaît en racine carrée dans (II-63) et une erreur d'un facteur 400 sur la conductivité n'est pas envisageable

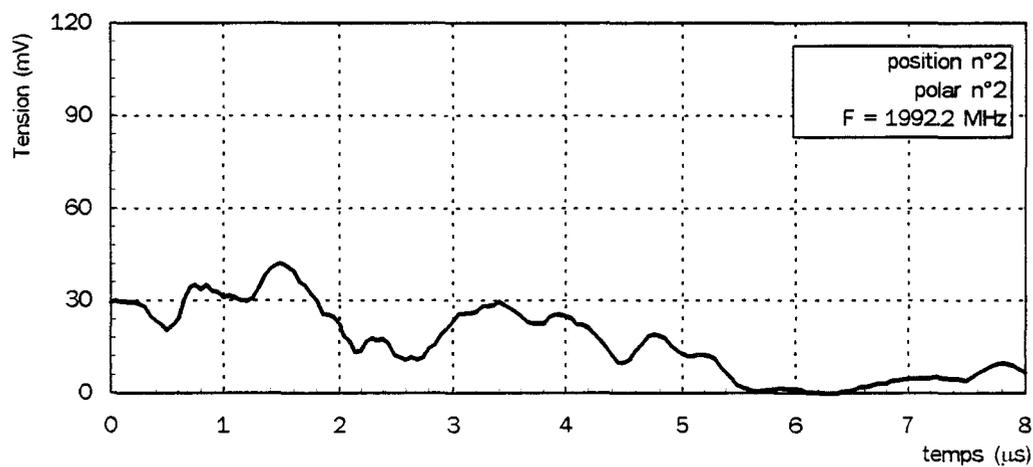
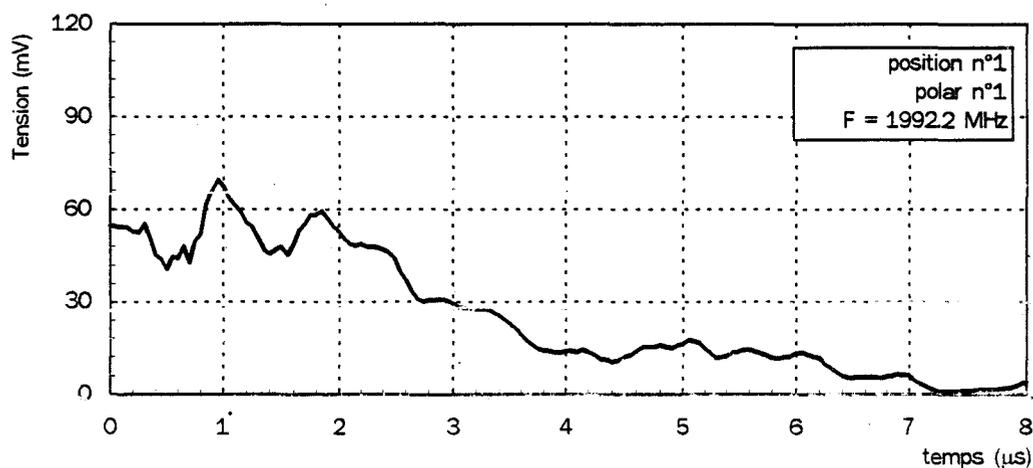
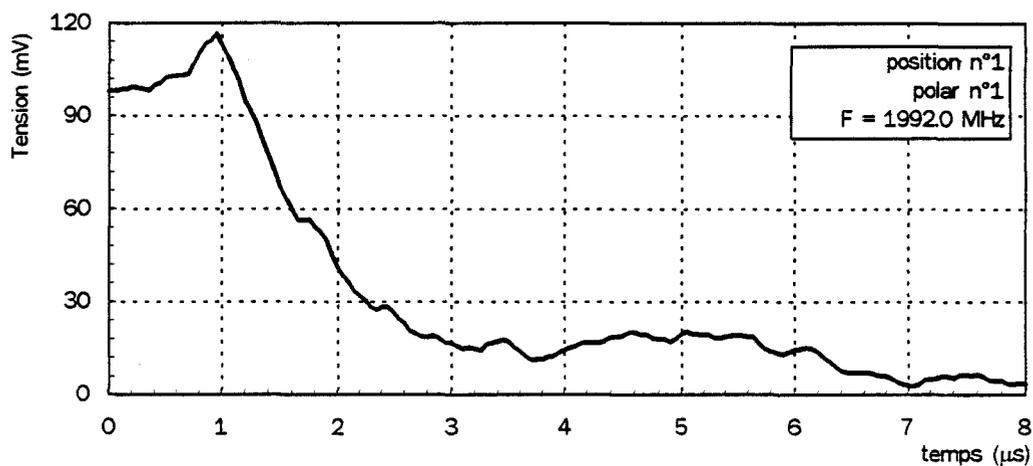


Planche II-5. Enveloppe de la réponse temporelle d'un capteur

Nous n'avons pas tenu compte des fuites possibles par les joints de portes, les soudures de l'enceinte ou les nids d'abeille. Cette approximation est parfaitement justifiée dans la mesure où l'atténuation de la cage est supérieure à 80 dB entre 100 MHz et 20 GHz. Les fuites sont donc tout à fait négligeables par rapport aux pertes prises en compte. Pour donner un ordre de grandeur, l'ouverture de la porte d'accès de la chambre n'abaisse le coefficient de qualité que d'un facteur dix...

Nous avons finalement suspecté une perte par échauffement dans la couche de peinture qui recouvre les parois. Une mesure au milli-ohmmètre n'a pas permis de mettre en évidence une faible conductivité de cette peinture. Ne disposant pas d'instrument fiable pour mesure d'éventuelles pertes diélectriques, nous avons réalisé la même expérience dans la chambre du LRPE dont les parois sont parfaitement métalliques. Le résultat entre 1 et 10 GHz est présenté Figure II-10 où la courbe théorique est également reproduite.

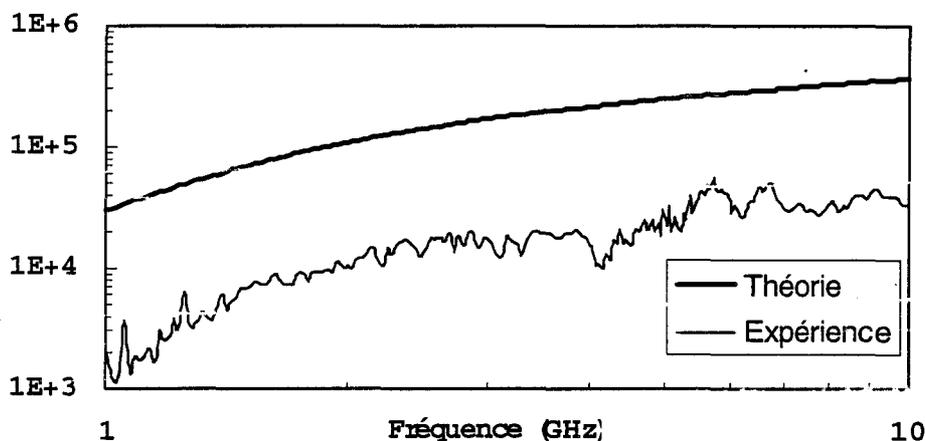


Figure II-10. Coefficient de qualité de la chambre du LRPE. Mesure en brassage électronique et théorie

L'écart entre les courbes théoriques et expérimentales est identique à celui mesuré sur la chambre du CEG. Il s'ensuit que l'hypothèse d'éventuelles pertes diélectriques dans la couche de peinture est à rejeter. On remarquera au passage qu'en haute fréquence, le Q de l'enceinte du LRPE est 1.8 fois plus faible que celui de la chambre du CEG, ceci étant dû au rapport Volume / Surface de 0.4 au LRPE et de 0.7 au CEG.

L'écart d'un facteur 10 à 20 doit donc trouver sa source dans l'interprétation des formules théoriques. En particulier, il faut rappeler que l'équation (II-62) est une estimation du Q moyen sur plusieurs modes susceptibles de résonner autour de la fréquence de travail. Dans l'approche modale du fonctionnement de la chambre réverbérante, il s'agit donc d'un cas favorable pour lequel l'énergie emmagasinée par la cavité est maximale. Nos résultats obtenus par brassage électroniques sont basés sur la mesure de puissance dans une bande de fréquence Δ_{FB} et ne correspondent pas à une excitation monomode de la cavité.

Une manière de simuler l'excitation d'un seul mode est d'employer le brassage mécanique. On considère alors la puissance maximale sur une révolution du brasseur. On sait en effet [11][13][17] que cette puissance maximale sera située 7 à 8 dB au-dessus de la puissance moyenne. En utilisant la puissance maximale P_{\max} (pertes d'insertion minimales) dans la relation (II-81), on trouve un coefficient de qualité Q_{\max} supérieur d'un facteur 5 ou 6, comme le montre la courbe de la Figure II-11 où le brassage mécanique est utilisé dans la chambre du LRPE pour mesurer Q_{\max} .

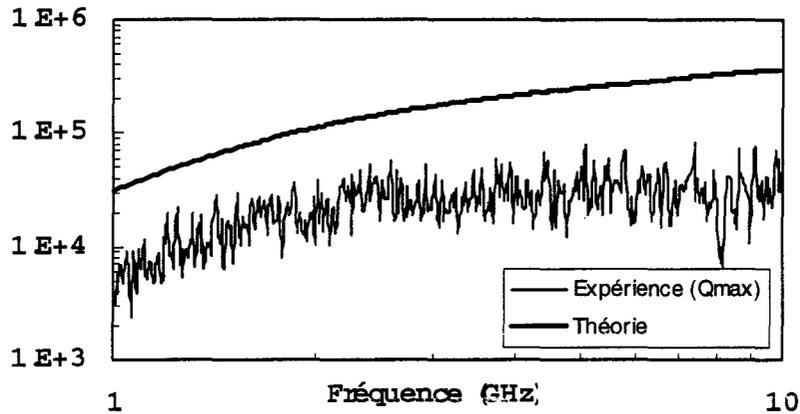


Figure II-11. Coefficient de qualité Q_{\max} mesuré en brassage mécanique.

La pente de la courbe expérimentale est inférieure à la pente théorique de 5 dB/déc., ce qui est peut-être dû à des pertes non prises en compte dans la connectique. Mis à part ce détail, l'écart entre la théorie et l'expérience est réduit à un facteur 2 ou 3, si on considère l'enveloppe positive de la caractéristique expérimentale. Cet écart est conforme aux résultats de Crawford [11] ou de Loughry [5] et ils l'attribuent à des pertes qui ne sont pas intégrées dans l'évaluation théorique.

Comparer le Q théorique au coefficient de qualité Q_{\max} déduit d'une mesure des pertes d'insertion minimales (P_{\max}) présente toutefois un inconvénient majeur: le Q n'est plus identique au coefficient de qualité mesuré dans le domaine temporel, à partir du temps de relaxation de la cavité!

Des recherches sont actuellement menées au LRPE dans le but d'approfondir la notion de coefficient de qualité dans le cas d'une cavité surdimensionnée. Une piste intéressante est de remarquer que Q est inférieur à la valeur théorique, aussi bien lorsque l'absorption dans les parois est prédominante (HF) que lorsque la puissance captée par les antennes domine (BF).

Dans l'état actuel des choses, on peut simplement dire que l'équation (II-79) permet de calculer le Q de la chambre à un facteur K près. Dans le cas du brassage électronique, le Q est surestimé d'un facteur K proche de 20, tant pour l'installation du CEG que pour celle du LRPE. Si on considère le maximum de puissance sur un tour du brasseur, K se réduit à une valeur proche de 2 ou 3.

II.3.3.4 Application à l'estimation de l'amplitude du champ électromagnétique.

En ayant introduit un facteur empirique K dans l'estimation du coefficient de qualité, on dispose de relations très utiles pour estimer l'amplitude du champ électromagnétique en fonction des caractéristiques de l'installation (dimensions de l'enceinte, puissance injectée,...)

En haute fréquence, on peut négliger les pertes dans les antennes par rapport aux pertes par effet Joule dans les parois. La relation (II-79) peut alors s'écrire

$$Q_g = \frac{3V}{2KS\delta} \quad (\text{II-89})$$

où K vaut environ 20. Cette relation montre que le coefficient de qualité est proportionnel à la dimension de la chambre. Mais l'amplitude du champ électrique, par exemple, ne sera pas spécialement plus important dans une grande chambre ayant un Q élevé. En effet, en combinant les équations (II-36), (II-58), (II-81), et (II-89), on trouve après simplifications

$$E = \sqrt{\frac{3c\eta_0 P_t}{4\omega SK\delta}} \quad (\text{II-89})$$

Pour une puissance transmise P_t constante, le champ électrique est inversement proportionnel à la racine carrée de la surface de l'enceinte. Autrement dit, l'amplitude du champ électrique sera plus importante dans une petite chambre que dans une grande.

En prenant $\sigma = 10^7$ et $K = 20$, on obtient une relation aussi simple que pratique :

$$E^2 \cong 4 \cdot 10^9 \frac{P_t}{S\sqrt{f}} \quad (\text{II-90})$$

Par exemple, en injectant une puissance de 1W à 10 GHz dans la chambre du CEG ($S=118\text{m}^2$), le champ électrique généré sera de l'ordre de 20 V/m. Pendant un bref instant, ce champ pourra être 5 fois supérieur (facteur de crête).

En basse fréquence, c'est la présence des antennes qui limite le coefficient de qualité. Avec deux antennes, la relation (II-79) se réduit alors à

$$Q_g = \frac{Q_a}{2K} \quad (\text{II-91})$$

L'amplitude du champ électrique déduit des relations (II-36), (II-58), (II-81), et (II-89) peut s'écrire, après simplifications :

$$E = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{60P_t}{K}} \quad (\text{II-92})$$

En théorie, la dimension de la chambre n'intervient alors plus puisque l'influence des parois est négligée.

II.3.4. Conclusions.

Le coefficient de qualité d'une chambre réverbérante est une grandeur qu'il est utile d'introduire pour relier l'amplitude du champ électromagnétique généré dans la chambre à la puissance injectée. Plusieurs auteurs proposent des formulations théoriques permettant de calculer Q en fonction des paramètres physiques et géométriques de l'enceinte. Bien que des approches différentes aboutissent à des expressions semblables, il faut admettre que la Q théorique surestime largement les coefficients mesurés. Ici encore, le recours à un modèle fiable du fonctionnement d'une chambre réverbérante permettrait peut-être de nous éclairer.

Une mesure du Q de la chambre du CEG par deux méthodes différentes nous a permis d'estimer l'erreur entre la théorie et l'expérience à un facteur compris entre 10 et 20. Le même écart est observé sur l'installation du LRPE. L'élaboration d'un modèle n'entrant pas dans le cadre de cette thèse, nous nous contenterons des estimations théoriques, en introduisant un facteur correctif qui ne semble pas dépendre de la géométrie de la chambre.

En attendant le résultat d'études actuellement menées au LRPE sur ce sujet, nous pourrions utiliser les formules semi-empiriques présentées plus haut pour, par exemple, dimensionner les amplificateurs de puissance en fonction de l'amplitude du champ électromagnétique requis pour une expérience précise.

CONCLUSION

Une étude expérimentale et théorique menée sur des monopôles électriques de différentes longueurs immergées en chambre réverbérante a mis en évidence un comportement singulier de la puissance induite à l'extrémité de ces monopôles. Lorsque leur dimension est supérieure à une fraction de la longueur d'onde, la puissance induite est indépendante de la longueur et évolue en raison inverse du carré de la fréquence. Mis à part les phénomènes de désadaptation d'impédance, ce résultat peut s'extrapoler à toute structure susceptible de capter de l'énergie lorsqu'elle est illuminée par une onde incidente dont l'angle d'attaque est optimal par rapport au diagramme de rayonnement.

C'est d'ailleurs précisément le cas pour une antenne adaptée immergée dans l'ambiance électromagnétique générée à l'intérieur d'une chambre réverbérante. Dans ce cas, la puissance recueillie sur le port de l'antenne peut être calculée en introduisant le concept d'onde plane équivalente. Dans le formalisme adopté, l'aire équivalente de l'antenne réceptrice ne dépend plus de sa directivité, comme c'est le cas en espace libre. Les expressions mathématiques déduites des propriétés d'isotropie de la chambre permettent alors de déduire l'amplitude du champ électromagnétique généré dans l'enceinte, démarche qui fut validée par une comparaison expérimentale entre le champ déduit de la puissance captée par l'antenne et l'information fournie par des capteurs adéquats.

La troisième et dernière partie de ce chapitre était consacrée à l'estimation théorique, puis expérimentale du coefficient de qualité de la chambre. Cette quantité se révèle très utile pour prédire l'amplitude du champ électromagnétique connaissant la puissance injectée et les caractéristiques de l'enceinte.

Deux méthodes de mesure différentes ont abouti à un résultat identique, largement inférieur (de dix à vingt fois) aux estimations théoriques fournies par la littérature. Ce problème n'est pas encore résolu et mérite une étude approfondie qui nécessitera peut-être d'abandonner l'approche classique.

CHAPITRE III
APPLICATION DE LA CHAMBRE RÉVERBERANTE A
LA MESURE D'IMMUNITÉ ELECTROMAGNETIQUE

INTRODUCTION

Dans le premier chapitre, nous avons décrit les mécanismes qui permettent d'expliquer les propriétés d'homogénéité et d'isotropie du champ électromagnétique généré dans une chambre réverbérante, qu'elle soit à brassage mécanique ou électronique. Le deuxième chapitre fut consacré à l'étude du comportement électromagnétique des antennes et capteurs immergés dans un tel champ. Ces informations physiques de base aideront pour aborder les nombreuses applications pratiques de la chambre réverbérante. Si le brassage mécanique est probablement la méthode la plus connue, le brassage électronique vient de s'implanter comme méthode alternative. Notre troisième chapitre traitera justement des applications où serait mise en oeuvre cette nouvelle technique de brassage.

Nous nous intéresserons tout d'abord aux différents tests susceptibles d'être menés en chambre réverbérante. Afin de montrer l'intérêt de cette technique de mesure, nous la comparerons à des essais plus conventionnels tels que ceux menés en chambre anéchoïque. La comparaison portera également sur l'impact économique des essais où nous regarderons plus spécialement l'apport intéressant du brassage électronique. Les essais seront suffisamment détaillés dans le but d'apporter aux futurs utilisateurs de ce moyen de mesure des informations didactiques.

La notion d'immunité aux agressions micro-ondes est étroitement liée à l'efficacité de blindage. C'est donc à cette notion que nous consacrerons la première partie de ce chapitre. La mesure d'efficacité de blindage dans une chambre réverbérante à brassage mécanique a été longuement décrite dans d'autres travaux [12][13][22][23]. C'est pour cette raison que nous nous attacherons à établir uniquement des comparaisons entre cette technique et celle du brassage électronique. L'accent sera mis sur les avantages et inconvénients de cette dernière technique, notamment en ce qui concerne la dynamique d'amplitude de mesure disponible et le fait de pouvoir réduire le temps d'exécution des essais.

La deuxième partie sera consacrée à la mesure de l'efficacité de blindage offerte par des systèmes qui peuvent présenter des mécanismes de résonance interne. Cette information est importante lorsqu'il s'agit d'agressions micro-ondes de grande puissance crête. A cet effet, nous élaborerons un dispositif canonique dont nous rechercherons les fréquences de résonance par deux méthodes : brassage mécanique et électronique. Le but sera de montrer que la chambre réverbérante permet d'identifier ces phénomènes de manière précise et objective.

Un troisième type d'essai concerne la recherche de la susceptibilité d'un système électronique soumis à des champs micro-ondes. Il s'agit de la continuité des travaux que Warin [13] a récemment entrepris en montrant la faisabilité de ce genre d'essai. L'approche adoptée est inspirée de l'application des mesures normatives recommandées par la directive européenne sur la compatibilité électromagnétique. Cette étude consistait à montrer comment un dispositif simple mettant en jeu un composant logique intégré entrainait en défaillance lors d'un essai en

illumination. En comparant des mesures en chambre réverbérante et en chambre anéchoïque, Warin a montré que le brassage mécanique permettait non seulement de retrouver les résultats d'un essai en chambre anéchoïque, mais qu'en plus, il permettait de situer approximativement le seuil d'immunité du système par rapport aux limites imposées par les normes en introduisant des informations statistiques. La troisième partie de ce chapitre consiste à étendre cette étude au cas où le brassage de modes se fait de façon électronique.

Dans la quatrième partie de ce chapitre, nous aborderons la mesure de champ rayonné par un dispositif en apportant quelques informations sur les possibilités offertes par la chambre réverbérante pour mener un tel essai.

Pour conclure ce chapitre, nous discuterons de la situation de la méthode de la chambre réverbérante par rapport au contexte normatif. Plus particulièrement, nous exposons les limitations de cette méthode par rapport aux exigences des tests actuels et les évolutions attendues pour que ce moyen d'essai puisse se positionner comme méthode complémentaire ou alternative.

III. APPLICATION DE LA CHAMBRE REVERBERANTE A LA MESURE D'IMMUNITE ELECTROMAGNETIQUE

III.1. Mesures d'efficacité de blindage

III.1.1 Sur la définition d'efficacité de blindage

Le concept de blindage électromagnétique englobe toutes les structures susceptibles d'atténuer l'amplitude d'une onde électromagnétique. Il s'agit en général d'enceintes constituées d'un métal de grande conductivité électrique et/ou grande perméabilité magnétique. On quantifie alors les performances du blindage par le rapport entre l'amplitude du champ en l'absence du blindage et le champ qui subsiste après installation de ce blindage, ce qui se trouve schématisé sur la Figure III-1 lorsqu'on s'adresse à un blindage supposé d'un plan de dimensions infinies.

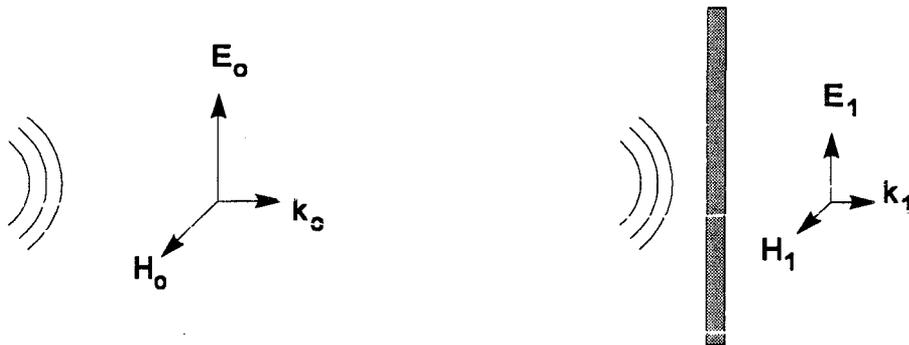


Figure III-1 Atténuation d'un champ électromagnétique par un blindage

Pour un observateur situé à proximité du blindage, l'onde transmise n'est pas forcément une onde plane et il y a lieu de distinguer l'atténuation offerte pour la composante électrique et la composante magnétique du champ. Par contre, à une distance conséquente du blindage (plusieurs longueurs d'onde), le champ électromagnétique transmis obéit généralement aux propriétés d'une onde plane ($E_1/H_1 = 377\Omega$). Dans ce cas, on peut exprimer l'efficacité de blindage par

$$EB = 20\log_{10} \frac{E_0}{E_1} = 20\log_{10} \frac{H_0}{H_1} \quad (\text{III-1})$$

Dans ces conditions, une structure totalement transparente d'un point de vue électromagnétique aura une efficacité de blindage de 0 dB.

Si on s'intéresse maintenant aux blindages composant les câbles, on doit procéder différemment puisque la transmission du champ perturbateur se caractérise par une tension parasite apparaissant aux extrémités du câble. On recourt alors au concept d'impédance de transfert Z_c . Celle-ci est définie comme le rapport entre cette tension parasite et le courant que le champ extérieur va induire sur le blindage (Figure III-2). Ce rapport sera normalisé à l'unité de longueur, soit en Ω/m .

$$Z_t = \frac{2V_p(0)}{LI_p} = \frac{2V_p(L)}{LI_p} \quad (\text{III-2})$$

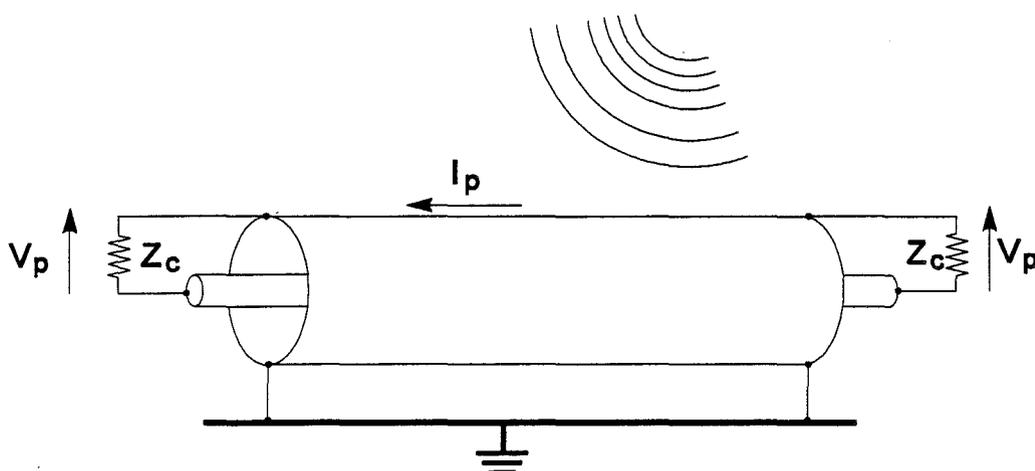


Figure III-2 Principe de mesure de l'impédance de transfert d'un câble coaxial

Lorsque la longueur L de l'échantillon devient supérieure à la longueur d'onde λ , l'impédance de transfert ne peut plus être définie par la relation (III-2). Une alternative consiste alors à caractériser la performance du blindage par un rapport de puissances. Il s'agit d'une part, de la puissance de fuite mesurée à une extrémité du câble et d'autre part, de la puissance incidente au niveau de la partie externe du câble. Si on utilise pour ce dernier paramètre la densité de puissance W_i , ce rapport a la dimension d'une surface qu'on appelle surface efficace de couplage (SEC) et qu'on note σ_c . Cette notion de surface efficace de couplage peut être étendue à tout système susceptible de capter une portion de la puissance qui l'illumine. Nous raisonnerons dorénavant sur un dispositif sous test (DST) quelconque.

Bien entendu, σ_c dépendra de la direction incidente de l'onde (θ, φ) puisqu'elle est étroitement liée au diagramme de rayonnement. Elle dépendra également de la polarisation (ψ) de cette onde par rapport à une direction de référence. En notant P_{dst} la puissance de fuite mesurée sur un port du DST, σ_c va donc s'exprimer par:

$$\sigma_c(\theta, \varphi, \psi) = \frac{P_{dst}}{W_i(\theta, \varphi, \psi)} \quad (\text{III-3})$$

L'essai pratiqué en chambre réverbérante fait que le dispositif sous test baigne dans un champ électromagnétique isotrope puisqu'il reçoit statistiquement la même puissance dans toutes les incidences et toutes les polarisations. On peut donc estimer que σ_c sera une représentation moyenne qu'on note $\langle \sigma_c \rangle$. Pour évaluer la densité de puissance à laquelle est soumis le DST lors d'un essai en chambre réverbérante, il suffit de mesurer la puissance induite sur une antenne située à un endroit quelconque de la chambre. Cette antenne est dite "de référence".

Dès que la longueur d'onde est suffisamment petite par rapport à la dimension de l'antenne de référence, la puissance reçue s'exprime par

$$P_{\text{ref}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} W_i \quad (\text{III-4})$$

W_i est alors la densité de puissance d'une onde incidente polarisée parallèlement à l'orientation la plus sensible de l'antenne. L'isotropie du champ implique que W_i est la même quelle que soit la polarisation considérée. Dans de telles conditions, l'efficacité de blindage est alors obtenue par le rapport entre la puissance de référence et la puissance de fuite du dispositif :

$$EB = \frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{dst}}} \quad (\text{III-5})$$

Relation qu'on peut également exprimer en fonction du rapport des surfaces équivalentes de l'antenne de référence et du DST.

$$EB = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{1}{\langle \sigma_c \rangle} \quad (\text{III-6})$$

Remarquons ici qu'on trouvera parfois une définition inverse : $EB = P_{\text{dst}}/P_{\text{ref}}$, ce qui se traduira par un changement de signe, en unité logarithmique. Ce n'est, en définitive, qu'une affaire de convention. Toutefois, la tendance actuelle est de recourir à la définition (III-5). Avec cette convention une efficacité de blindage qui se détériore avec la fréquence se traduit par une évolution décroissante, ce qui paraît logique. Nous adopterons donc cette convention et exprimerons l'efficacité de blindage en décibels :

$$EB(\text{dB}) = 10 \log_{10} \frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{dst}}} \quad (\text{III-7})$$

Dans ces conditions, un objet aura une efficacité de blindage nulle (0 dB) s'il capte la même puissance que l'antenne de référence. Dans le cas d'un câble blindé, ce n'est pas choquant puisque si on lui ôte son blindage, l'âme centrale se comportera comme un long monopôle, et nous avons vu dans le deuxième chapitre qu'un tel monopôle capte approximativement la même puissance que toute antenne immergée dans l'enceinte. Le blindage joue donc bien le rôle d'écran électromagnétique.

Insistons sur le fait que l'efficacité de blindage définie par (III-7) n'a pas d'équivalent avec d'autres moyens de test que la chambre réverbérante. Ainsi, lors de notre comparaison expérimentale, nous nous limiterons aux deux techniques disponibles : brassage mécanique et brassage électronique.

III.1.2 Mesure d'efficacité de blindage par la technique de brassage mécanique

La mise en oeuvre de la mesure d'EB par brassage mécanique de modes nécessite un synthétiseur de fréquence, un analyseur de spectre et un calculateur destiné au pilotage de

l'expérience et au traitement des résultats. Le synthétiseur est connecté à l'antenne d'émission située à l'intérieur de l'enceinte, l'analyseur de spectre mesure, dans un premier temps, la puissance recueillie sur l'antenne de référence et dans un deuxième temps, la puissance issue du dispositif sous test. Le schéma d'une telle mesure est reproduit Figure III-3.

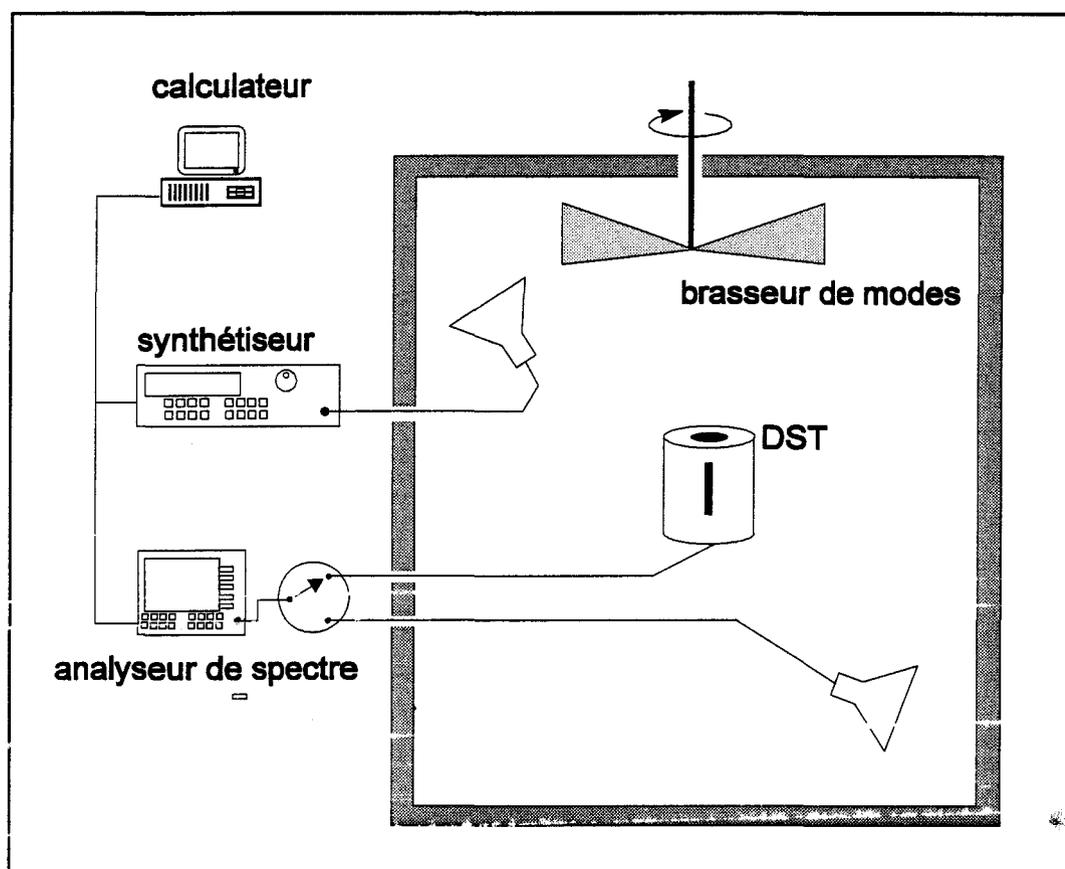


Figure III-3 Schéma synoptique de mesure d'efficacité de blindage par brassage mécanique de modes

S'il s'agit d'un dispositif n'offrant qu'une fuite ponctuelle, il faut installer ce composant à l'extrémité du câble qui le relie au récepteur. D'une part, les conditions aux limites du courant qui circule sur ce câble feront que de trop faibles courants perturbent la fuite et d'autre part, des phénomènes de résonance viendront entacher la mesure de fluctuations parasites. Il faut donc, dans la mesure du possible, installer ce composant dans une liaison filaire où les courants circulent librement, comme nous le schématisons Figure III-4.

Bien entendu, la connectique utilisée pour cette mesure doit offrir une efficacité de blindage bien supérieure à celle du dispositif sous test. Si on utilise des antennes directives telles que des cornets, on veillera à les orienter vers des angles de l'enceinte afin de répartir uniformément l'énergie dans toutes les polarisations.

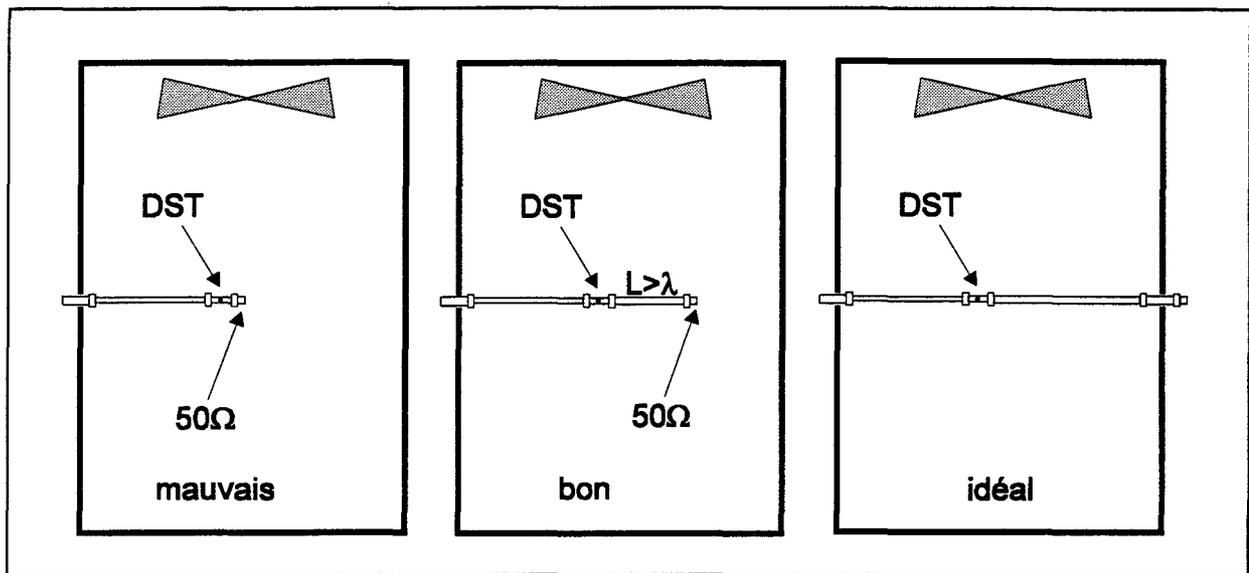


Figure III-4 Mesure de l'efficacité de blindage d'une fuite ponctuelle.

Pour chaque fréquence F_i explorée, le synthétiseur émet un signal sinusoïdal de fréquence F_i . Pendant toute l'expérience, le brasseur de modes tourne à vitesse constante. L'analyseur de spectre est calé en mode "zero span" sur la fréquence F_i . Dans ce mode de fonctionnement, le signal enregistré par l'analyseur ne représente plus un spectre, mais une puissance en fonction du temps. Le temps de balayage est choisi identique à la période de révolution du brasseur de modes. Puisque le brasseur tourne à vitesse constante, l'écran cathodique de l'analyseur de spectre affiche la puissance recueillie en fonction de la position angulaire du brasseur de modes.

A l'issue du balayage, le calculateur capture l'écran de l'analyseur de spectre et en stocke trois informations, les puissances maximale et moyenne sur un tour, ainsi que l'écart-type de cette puissance. Comme il est montré dans [17], cette dernière information permet de détecter un éventuel couplage direct entre l'antenne d'émission et le DST ou entre l'antenne d'émission et l'antenne de réception. Un tel couplage nuirait à la reproductibilité de la mesure.

Le nombre de fréquences de mesure dépendra de la bande explorée et de la nature du dispositif étudié. En général, une densité de 200 points par décade est suffisante, il convient néanmoins d'augmenter cette valeur si le DST présente des résonances aiguës.

L'efficacité de blindage définie par la relation (III-7) peut se calculer soit par le rapport des puissances maximales, soit par le rapport des puissances moyennes. Comme nous l'avons précisé dans le deuxième chapitre, la puissance maximale sur un tour du brasseur est située 7 à 8 dB au-dessus de la puissance moyenne. Les deux méthodes conduisent donc au même résultat.

Un paramètre éminemment important est la dynamique de mesure. Celle-ci est définie comme le rapport entre la puissance mesurée sur l'antenne de référence (blindage nul) et la puissance mesurée sur un dispositif présentant un blindage d'excellente qualité (blindage supposé infini).

Il peut s'agir d'un câble semi-rigide à blindage homogène fermé par une charge adaptée correctement serrée. La puissance mesurée sur un tel dispositif correspond alors au seuil de sensibilité qui n'est autre que le niveau de bruit de l'analyseur de spectre. Cette mesure peut donc être réalisée plus simplement sans que la source soit active. Ce seuil de sensibilité est directement relié à la bande de résolution RB (resolution bandwidth) de l'analyseur de spectre. Pour améliorer la dynamique, on peut donc diminuer au minimum RB, mais il faut alors s'assurer que les références de fréquence internes du synthétiseur et de l'analyseur de spectre sont suffisamment proches. Pour réaliser cette condition sur l'installation du LRPE, il a été nécessaire d'ajouter une option matérielle permettant de synchroniser les références de fréquence de ces deux appareils (différence inférieure à 10 Hz).

Pour une puissance injectée de 0 dBm, la dynamique de mesure avoisine les 110 dB vers 1 GHz, pour "chuter" à 80 dB vers 10 GHz. Pour la caractérisation de câbles hyperfréquences à haute immunité, cette dynamique peut se révéler insuffisante. Il convient alors d'insérer un amplificateur dans la chaîne d'émission. Avec une puissance disponible de 1W, on augmente évidemment de 30 dB la dynamique citée, ce qui apparaît tout à fait satisfaisant. En effet, dans la quasi-totalité des cas, une liaison présentant une efficacité de blindage de 100 dB sera considérée comme d'excellente facture.

Concernant le temps d'acquisition, rappelons qu'une période de rotation du brasseur de 2 secondes constitue un minimum. En deçà de cette limite, la reproductibilité des mesures risque d'être compromise. Une mesure typique entre 500 MHz et 18 GHz, avec une densité de 200 points par décade, prendra donc entre 10 et 15 minutes, auxquelles il faut rajouter un temps équivalent pour la mesure de la puissance de référence. Si on est certain que l'échantillon testé absorbe une quantité négligeable de l'énergie présente dans l'enceinte, on peut se passer de la mesure de la puissance de référence. En effet, la connaissance des pertes d'insertion et de la puissance injectée à l'antenne d'émission permet d'évaluer la puissance de référence, à condition que l'objet introduit n'abaisse pas le coefficient de qualité de l'enceinte.

III.1.3 Technique de brassage électronique

A l'instrumentation utilisée pour le brassage mécanique, il faut ajouter un générateur de bruit et un mélangeur de type "up-converter". Le synthétiseur est connecté au port OL (oscillateur local) du mélangeur et délivre la puissance nécessaire au bon fonctionnement de celui-ci (dans notre cas, 10 dBm). Le générateur de bruit est connecté au port IF (fréquence intermédiaire) du mélangeur. Ce bruit se retrouve sur le port RF de part et d'autre de la porteuse, atténué des pertes d'insertion I du mélangeur. Le spectre ainsi obtenu en sortie du port RF est reproduit Figure III-5.

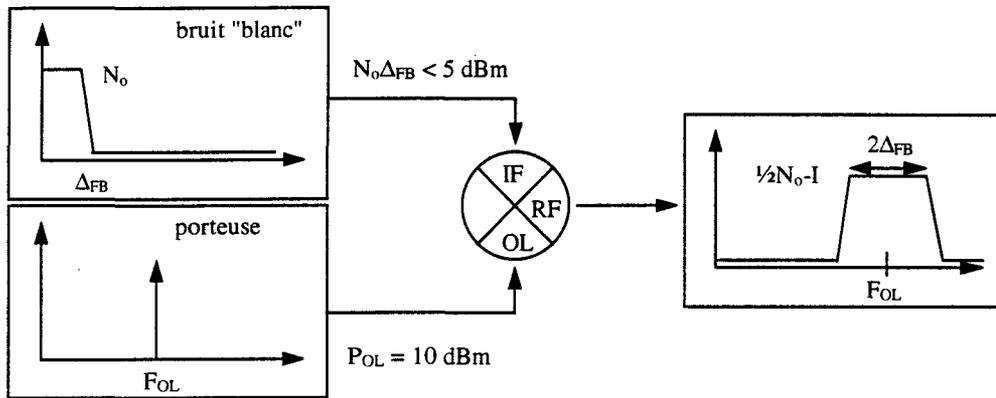


Figure III-5 Spectre du signal injecté sur l'antenne d'émission

Le schéma interne du générateur de bruit que nous utilisons est présenté Figure III-6. Une source de bruit génère un signal dont la densité spectrale de puissance est constante (10 nW/Hz) jusque 100 MHz et tombe rapidement au-delà de cette fréquence. La puissance de bruit disponible est donc de 1 W soit 30 dBm. En aval, un atténuateur programmable par pas de 1 dB permet de réduire cette puissance à la valeur souhaitée. En option, on dispose également d'un réseau de filtres et de commutateurs permettant de limiter la largeur Δ_{FB} à 5, 10, 20 ou 50 MHz. Dans un premier temps, nous utiliserons une largeur de bruit $\Delta_{FB} = 100$ MHz. Puisque, la puissance maximale admissible sur le port FI du mélangeur est de l'ordre du milli-watt, l'atténuateur programmable est réglé sur 30 dB.

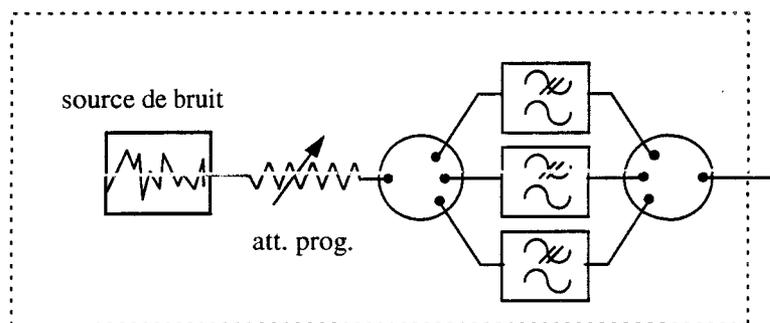


Figure III-6 Schéma interne du générateur de bruit

La réception sur l'analyseur de spectre se fait toujours en mode "zero span" un réglage de fréquence centrale F_c décalée d'au moins $\frac{1}{2}RB$ par rapport à la fréquence F_{OL} de la porteuse (Figure III-7). Ceci permet de mesurer le signal dans une bande de fréquence où la densité spectrale de puissance injectée est constante, en évitant d'englober dans la mesure l'artefact introduit par le résidu de la porteuse.

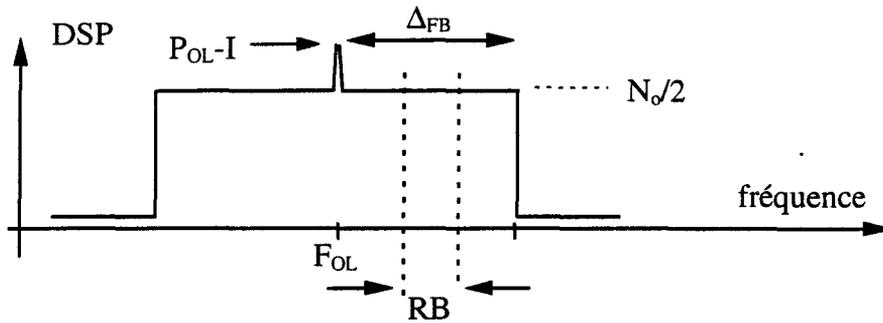


Figure III-7 Spectre du signal injecté : positionnement de la fréquence d'analyse par rapport à la fréquence de l'oscillateur local

Ainsi, quelle que soit la largeur de bruit utilisée, seule la puissance présente dans la bande de résolution de l'analyseur de spectre sera prise en compte par celui-ci. Comme nous l'avons montré dans le premier chapitre, l'homogénéité du champ dépend étroitement de la largeur de bruit Δ_{FB} . Or, dans le cas présent, il convient de distinguer le signal injecté dans l'enceinte (de largeur spectrale $2\Delta_{FB}$) et le signal effectivement mesuré (dans une bande de fréquence RB). Cette distinction faite, l'homogénéité apparente du champ perturbateur se déduira de la largeur RB et non $2\Delta_{FB}$. Dans la mesure où la plupart des analyseurs de spectre disposent de filtres de résolution dont la largeur n'excède pas 2 ou 3 MHz, l'homogénéité sera *de facto* limitée à une valeur comprise entre 7 et 10 dB (voir chapitre I) dans la bande de fréquence qui nous intéresse.

La différence fondamentale qui existe avec le brassage mécanique est la dynamique d'amplitude de mesure, ainsi que le seuil de bruit de fond qui, ne l'oublions pas, caractérise la sensibilité de la mesure. Avec le brassage mécanique, on peut réduire à quelques dizaines de Hertz la largeur RB du filtre de résolution et donc jouir d'une importante dynamique de mesure puisque le niveau de bruit est réduit au minimum. Par contre, le brassage électronique impose l'utilisation de bande de résolution beaucoup plus grande qui rehausse le seuil de bruit dans un rapport qui est loin d'être négligeable. Par exemple, avec un RB de 100 Hz pour le brassage mécanique et de 2 MHz pour le brassage électronique, la puissance de bruit sera relevée de 43 dB! Pour jouir d'une homogénéité satisfaisante, une solution consiste à mesurer la puissance avec un wattmètre large bande. En contrepartie, le niveau de bruit sera encore rehaussé

Dans le but de dimensionner les amplificateurs nécessaires à l'expérience, il convient d'évaluer préalablement la dynamique d'amplitude accessible en fonction de la puissance injectée dans l'enceinte. Cette évaluation peut se faire en mesurant le spectre en sortie du port RF du mélangeur. Nous présentons Figure III-8 un exemple de spectre obtenu pour un bruit de 0 dBm sur 100 MHz, transposé autour de la fréquence centrale de 2 GHz. Ce spectre est caractérisé par un niveau de puissance qui émerge d'environ 45 dB du plancher de bruit. Pour des raisons de résolution fréquentielle, le résidu de la porteuse n'apparaît pas sur ce spectre.

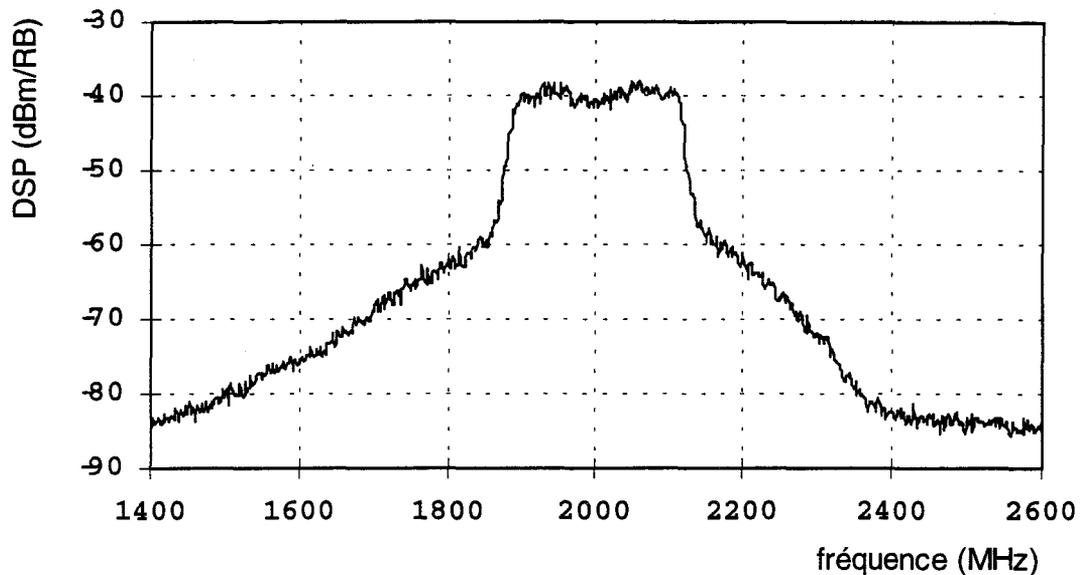


Figure III-8. Spectre du signal en sortie du mélangeur

Rappelons que la dynamique de mesure est définie comme le rapport entre la puissance mesurée sur l'antenne de référence et le niveau de bruit de l'analyseur de spectre. Ainsi, la dynamique de mesure vaudra 45 dB desquels il faut retrancher les pertes d'insertion de la chambre. A 1 GHz, ces pertes sont de l'ordre de 20 dB, ce qui procure une dynamique de mesure de 25 dB. Vers 10 GHz, les pertes d'insertion seront telles que le signal utile dépassera à peine du niveau de bruit (dynamique nulle). Il convient donc d'augmenter cette dynamique par des moyens adéquats.

Deux solutions seront utilisées pour obtenir une dynamique acceptable. La première consiste bien sûr à amplifier le signal, soit à l'aide d'amplificateurs de puissance en sortie du mélangeur, soit en réception, à l'aide l'amplificateur faible bruit.

La deuxième solution, moins coûteuse, consiste à augmenter le niveau de bruit N_0 en entrée du mélangeur. Pour éviter une surcharge en puissance de ce composant, nous allons limiter la largeur Δ_{FB} . En effet, nous avons vu au premier chapitre qu'une largeur de bruit de 2 MHz suffisait pour obtenir une homogénéité acceptable. Ainsi, en introduisant un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est légèrement supérieure à 2 MHz, on peut accroître le niveau de bruit à l'entrée du mélangeur d'une quinzaine de dB tout en gardant constante la puissance d'entrée $N_0 \Delta_{FB}$.

Pour la fréquence de 1 GHz, la dynamique passe donc, pour une puissance injectée de 0 dBm, de 25 à 40 dB. Dans l'immense majorité des cas, la dynamique nécessaire à une mesure d'efficacité de blindage est d'au moins 60 à 70 dB. Pour atteindre cette dynamique, une amplification de 30 dB à 40 dB et une puissance disponible de 1 à 10 watts seront nécessaires.

Cet équipement supplémentaire indispensable constitue un inconvénient du brassage électronique par rapport au brassage mécanique. En contrepartie, le temps nécessaire à une

expérience sera réduit dans un rapport de 5 à 10, ce qui constitue le principal avantage de cette technique de brassage.

III.1.4 Comparaison expérimentale

Dans ce paragraphe, nous allons caractériser l'efficacité d'une éprouvette au moyen des brassages de modes mécanique et électronique. Le but est de positionner la technique de brassage électronique par rapport au brassage mécanique dont la validation a été faite dans le cadre d'autres travaux [12][13][22][23].

L'éprouvette est un échantillon de câble coaxial référencé RG213. Le blindage de ce câble est composé d'une tresse métallique simple, et offre par conséquent une immunité réduite. Ce point est important pour notre comparaison puisque, pour les puissances d'émission dont nous disposons, la dynamique de mesure offerte par le brassage électronique est trop faible pour caractériser des câbles à haute immunité.

III.1.4.1 Brassage mécanique

L'expérience en brassage mécanique est réalisée au LRPE. L'installation de l'éprouvette dans la chambre est schématisée Figure III-9. L'échantillon est installé approximativement au centre de la chambre et se trouve relié à la transition de paroi par l'intermédiaire d'un câble semi-rigide dont l'immunité électromagnétique est bien plus élevée que celle de l'éprouvette. L'extrémité libre de l'éprouvette est fermée sur une charge adaptée. Puisque la fuite est distribuée sur toute la longueur du câble testé, il n'est pas indispensable d'insérer l'échantillon dans une liaison filaire, comme nous le signalions précédemment.

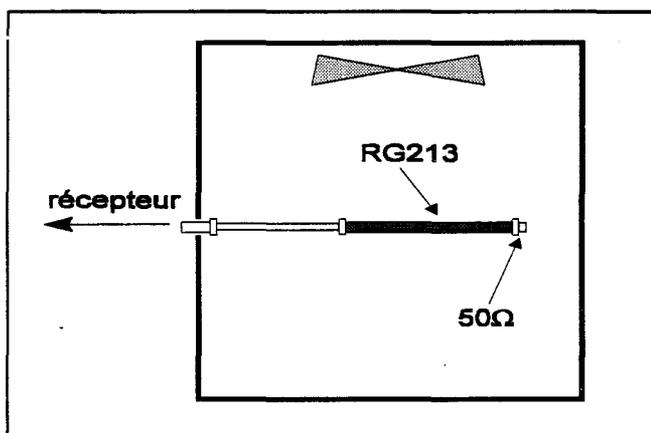


Figure III-9 Installation de l'éprouvette testée en chambre réverbérante.

La Planche III-1 reproduit la mesure d'EB par brassage mécanique effectuée conformément au protocole de mesure décrit au paragraphe II-1-2.

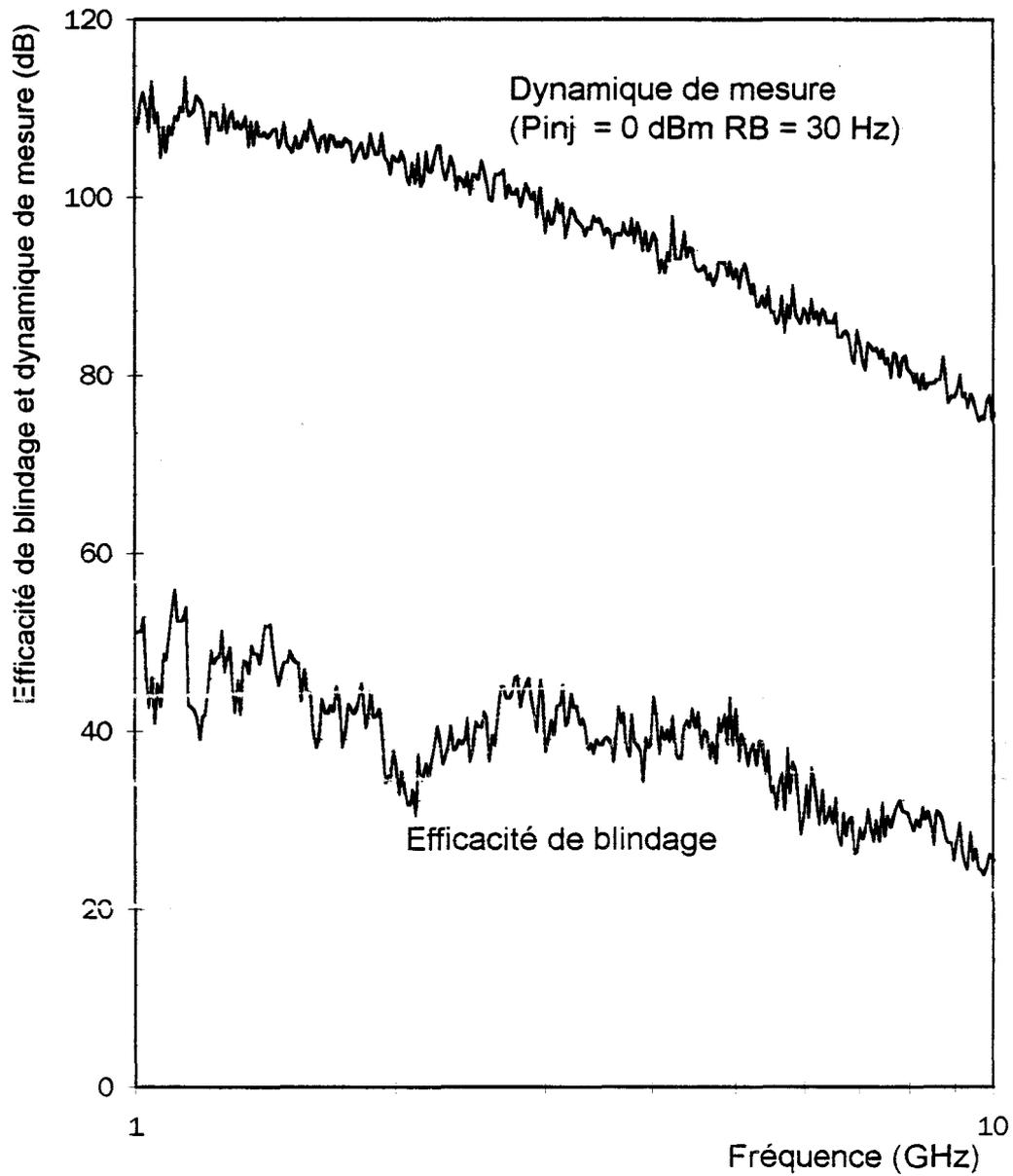


Planche III-1 Brassage mécanique de modes : efficacité de blindage d'un échantillon de câble RG 213

A cette mesure, nous avons superposé la dynamique d'amplitude disponible qui, comme on le voit, est nettement suffisante pour ce type d'éprouvette.

L'évolution mesurée est caractérisée par trois traits principaux : un niveau qui oscille autour de 50 dB vers 1 GHz, un minimum local de 30 dB à 2 GHz. Ensuite, l'efficacité de blindage suit une évolution décroissante pour atteindre 25 dB à 10 GHz. Le minimum à 2 GHz est probablement dû à un vieillissement de l'éprouvette causé par des manipulations successives. En effet, ce détail n'apparaît pas sur les mesures d'EB effectuées par Warin [13] sur le même type de câble.

III.1.4.2 Interprétation des fluctuations

Une information intéressante est l'amplitude des fluctuations résiduelles présentes sur la caractéristique d'efficacité de blindage. En basse fréquence, ces fluctuations sont beaucoup plus importantes qu'en haute fréquence. Une interprétation possible de ce phénomène consiste à attribuer ces fluctuations aux imperfections du brassage de modes. Le champ à l'intérieur de l'enceinte n'est pas parfaitement homogène, comme nous l'avons montré dans le premier chapitre. Ainsi, on peut écrire que la puissance recueillie à l'extrémité du câble est le produit de sa surface de couplage efficace $\langle \sigma \rangle$ par la densité de puissance équivalente présente dans la chambre multiplié par un facteur d'erreur X_1 dû à l'inhomogénéité du champ perturbateur.

$$P_{dst} = X_1 \langle \sigma \rangle W_i \quad (\text{III } 8)$$

où X_1 est une variable aléatoire dont la fonction de distribution s'apparente à une loi log-normale si X_1 est exprimé en unités linéaires, c'est-à-dire une loi gaussienne lorsqu'on exprime les échantillons en unités logarithmiques (voir Planche I-15). Les mesures d'homogénéité présentées dans le premier chapitre permettent d'estimer l'écart-type σ_x de cette distribution gaussienne et montrent que σ_x est plus important en basse fréquence (environ 2dB à 1 GHz) qu'en haute fréquence (environ 1.5 dB à 10 GHz).

Rappelons que l'efficacité de blindage est le rapport entre la puissance mesurée sur l'antenne de référence et la puissance mesurée sur une extrémité du câble. La puissance de référence est également entachée de fluctuations dont l'écart-type est *a priori* le même que celui enregistré sur P_{dst} . Ainsi, la caractéristique d'efficacité de blindage présentera également des fluctuations autour de la courbe moyenne qui nous intéresse :

$$EB = X_{12} \frac{\lambda^2}{4\pi \langle \sigma \rangle} \quad (\text{III-9})$$

Cette fois X_{12} est une variable aléatoire qui, exprimée en dB, possède un écart-type valant $2\sigma_x$. Ceci expliquerait pourquoi les fluctuations présentes sur la caractéristique d'efficacité de blindage sont plus importantes en HF qu'en BF. Cela expliquerait également pourquoi les fluctuations présentes sur la courbe représentant la dynamique d'amplitude sont plus faibles que celle présentes sur la courbe d'EB. En effet, la dynamique est définie comme le rapport entre

P_{ref} et la puissance de bruit de l'analyseur de spectre et cette dernière ne présente pas de fluctuations parasites.

Ces fluctuations parasites inhérentes à la technique de mesure ne sont pas très pénalisantes dans le cas d'une mesure d'efficacité de blindage sur une large plage de fréquence. Un simple lissage numérique de la courbe obtenue permet de faire ressortir le niveau moyen de l'information qui nous intéresse. Par contre, si on désire connaître l'efficacité de blindage offerte à une fréquence bien particulière, l'imperfection de l'homogénéité limite la précision de la mesure. Les résultats présentés au premier chapitre permettent d'estimer l'incertitude de la mesure.

III.1.4.3 Brassage électronique

Il s'agit maintenant de savoir si l'évolution relevée à l'aide du brassage mécanique peut être retrouvée à l'aide d'un brassage électronique, beaucoup plus rapide. Pour cela, nous effectuons sur l'installation du CEG la mesure d'efficacité de blindage de la même éprouvette, avec le protocole décrit au paragraphe II-1-3. L'étendue spectrale du bruit est limitée par un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est de 5 MHz. Un tel choix permet d'obtenir un niveau de bruit parfaitement constant jusqu'à 2 MHz qui correspond à la bande de résolution choisie pour l'analyseur de spectre.

Le résultat de la mesure est reproduit Planche III-2. Comme précédemment, nous avons superposé la dynamique d'amplitude disponible avec les amplificateurs utilisés. Les fluctuations brutales de la dynamique d'amplitude à 2 et 4 GHz correspondent aux changements d'amplificateurs dont la courbe de gain est loin d'être plate dans leur bande de fonctionnement.

On constate que l'évolution relevée est assez proche de celle obtenue par brassage mécanique. Les traits principaux relevés précédemment sont fidèlement reproduits, à savoir un niveau qui oscille autour de 50 dB vers 1 GHz, un minimum local de 30 dB à 2 GHz et l'efficacité de blindage diminue progressivement pour atteindre 25 dB à 10 GHz

L'analyse faite sur les fluctuations autour de la valeur moyenne s'applique également ici. Les fluctuations sur la courbe de dynamique sont également moins importantes que celles présentes sur la caractéristique d'EB. Contrairement au brassage mécanique, ces fluctuations semblent plus importantes à 10 GHz qu'à 1 GHz. Ceci corrobore l'évolution de l'homogénéité mesurée en brassage électronique qui, à Δ_{FB} constant, se détériore avec la fréquence.

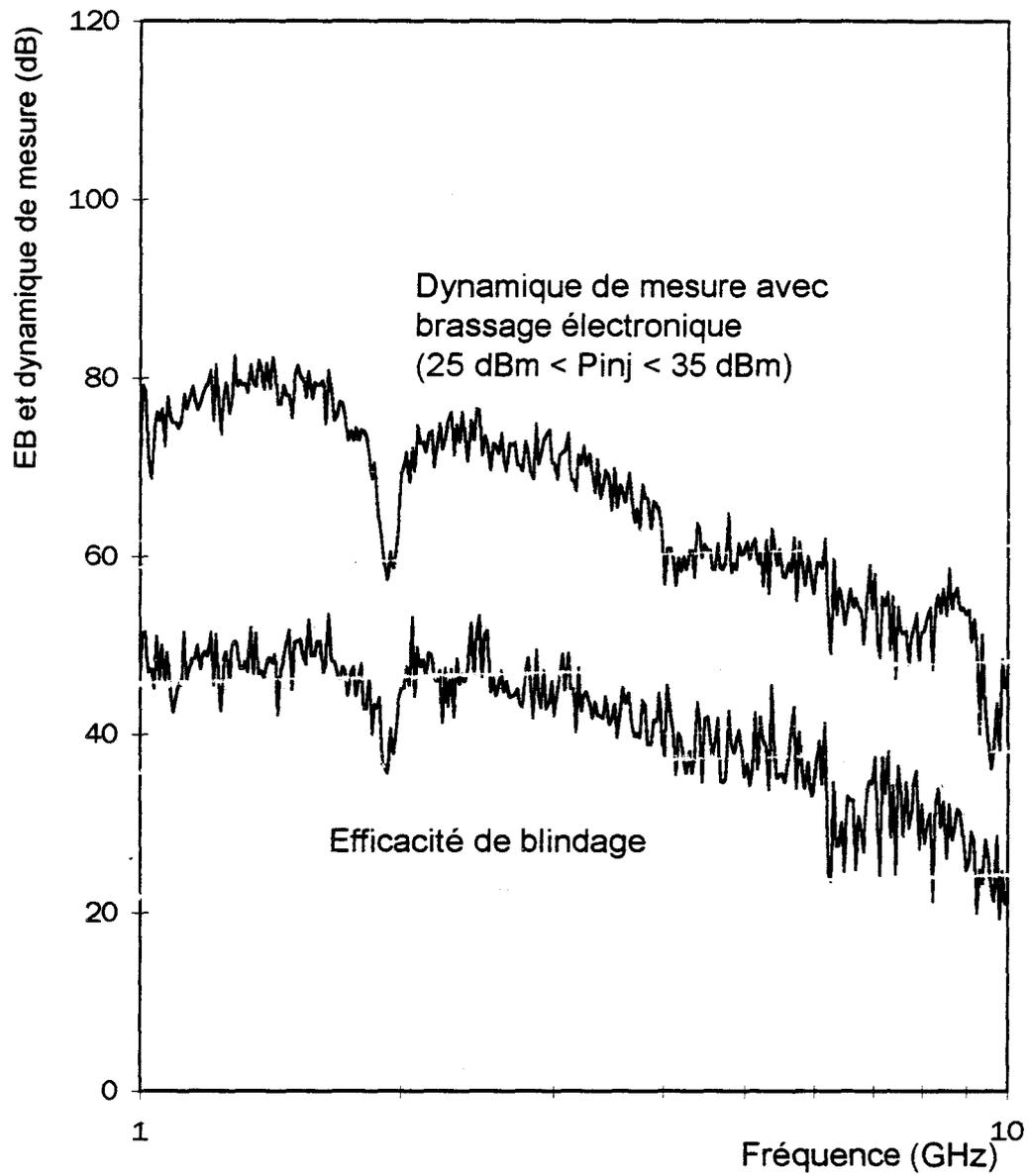


Planche III-2 Brassage électronique de modes : efficacité de blindage d'un échantillon de câble RG 213

Implicitement, nous avons éludé le problème des dispositifs présentant des résonances aiguës. Ce problème sera abordé dans la partie suivante.

Cette comparaison satisfaisante entre les deux techniques de brassage valide par cette expérience la méthode de la chambre réverbérante à brassage électronique de modes pour la mesure d'efficacité de blindage.

Comparé au brassage mécanique, le brassage électronique procure une dynamique d'amplitude de mesure plus faible, ce qui impose d'accroître la puissance disponible à l'aide d'amplificateurs de puissance. En contrepartie, le brassage électronique permet de réduire le temps d'une expérience d'un facteur compris entre 5 et 10, ce qui constitue l'un des principaux avantages de cette technique de mesure.

III.2 ESTIMATION DES FREQUENCES CARACTERISTIQUES D'UN SYSTEME

III.2.1 Position du problème

Les menaces venant du domaine des microondes, tant sur le plan des risques militaires que civils, peuvent générer des champs électromagnétiques de grande amplitude. Bien que celle-ci ne soit pas encore connue avec précision, on peut estimer qu'elle peut dépasser le kV/m quand on sait que des sources sont capables d'émettre, dans le domaine centimétrique, des puissances crêtes dépassant le giga-watt.

On peut imaginer, lors d'un tel scénario, qu'un faisceau microonde d'une telle amplitude dirigé vers un objet sensible aurait pour effet d'engendrer des dysfonctionnements, voire une destruction, de son électronique interne. Bien entendu, ce risque serait encore accentué si la direction du faisceau correspond à l'orientation électromagnétique de l'objet pour laquelle il se révèle le plus sensible.

Pour connaître la sensibilité d'équipements vulnérables, on peut procéder à des essais qui consistent à évaluer la transparence électromagnétique globale de l'équipement, déterminer l'orientation pour laquelle il est le plus sensible, puis matérialiser une agression microonde de forte puissance (MFP) pour mettre en défaut son électronique.

Dans ce but, le CEG dispose de deux moyens d'essai complémentaires. Le premier, baptisé SOCRATE, consiste à introduire une source de puissance modeste sur les composants électroniques qu'il faut à tout prix préserver. Le rayonnement produit par cette source sera mesuré à l'extérieur de l'équipement dans une bande de fréquence comprise entre 100 MHz et 4 GHz.

Le principe consiste à mesurer le champ proche rayonné à une distance de 2 m et en déduire le champ rayonné à grande distance. Au moyen d'une transformation utilisant le principe de réciprocité, cet essai donne la section efficace de couplage dans toutes les directions et dans deux polarisations croisées. A l'issue de cette première phase de test, on est en mesure de savoir quelles sont les fréquences pour lesquelles le système a la plus grande probabilité d'être perturbé, voire détruit. On connaît également, pour chacune de ces fréquences, la direction incidente, ainsi que la polarisation la plus défavorable.

Lors de la deuxième phase, le système est placé dans cette configuration d'incidence et de polarisation dans un moyen de test forte puissance. Ce second moyen de test, baptisé MINOTAURE permet de générer un champ électrique d'une centaine de kV/m.

Ces procédures sont laborieuses à mettre en oeuvre. Par exemple, l'essai d'un équipement au moyen du dispositif SOCRATE peut prendre plusieurs jours si l'on souhaite obtenir une

résolution fréquentielle très fine. La chambre réverbérante apparaît donc comme une technique de mesure complémentaire de ce système dont le but serait précisément de réduire le temps d'exécution des essais.

En particulier, un essai en chambre réverbérante permettrait d'estimer les fréquences caractéristiques du dispositif sous essai. Pour justifier la faisabilité de ces mesures en chambre réverbérante, le dispositif décrit au prochain paragraphe a été mis en oeuvre.

III.2.2 Description du dispositif testé

La sensibilité d'un système à une fréquence particulière peut provenir de deux origines. La première origine possible est une directivité importante du diagramme de rayonnement à une fréquence donnée alors qu'aux fréquences voisines, le rayonnement est peu directionnel. En d'autres termes, il existe un maximum aigu dans l'évolution fréquentielle de la courbe de directivité.

Compte tenu des propriétés électromagnétiques des chambre réverbérantes, celles-ci ne permettront pas de reconnaître les fréquences pour lesquelles un objet offre une directivité très importante. N'oublions pas que le rayonnement de cet objet, dans l'environnement d'une chambre réverbérante, devient isotrope.

Les résonances de directivité, qu'on appelle encore résonance externes, peuvent provenir, par exemple, d'un alignement d'ouvertures fonctionnant comme un réseau récepteur très directif. Nous pensons que de telles configurations sont, en principe, assez rares et qu'elles peuvent être facilement identifiées par une étude topologique de l'objet.

Par contre, les résonances internes sont beaucoup moins faciles à identifier. Par exemple, lorsque l'objet se compose d'une enveloppe métallique contenant des circuits électroniques, les fréquences de résonance propres de ce volume pourront être la cause de champs particulièrement intenses susceptibles de perturber l'électronique interne. Les valeurs de ces fréquences de résonance internes dépendent des caractéristiques géométriques de l'objet et de la structure interne des composants qu'il contient.

Cette raison fait qu'elles seront difficilement prévisibles par la théorie et que l'essai est le seul moyen permettant de les identifier. L'excitation du volume interne se faisant généralement par le biais d'ouvertures ou de conducteurs pénétrant dans l'objet, nous avons développé un dispositif destiné à mettre en évidence ces phénomènes. Il s'agit d'un tronçon de guide d'onde rectangulaire court-circuité à ses deux extrémités. Les dimensions transversales du guide sont de $72 \times 34 \text{ mm}^2$, il s'agit d'un guide standardisé référencé WR284. Le label 284 correspond à la dimension du plus grand côté du guide exprimée en millièmes de pouce. Cette dimension est telle que la fréquence de coupure du mode fondamental TE_{01} est de 2.08 GHz. La longueur du guide est de 30 cm.

A chaque extrémité du guide, des courts-circuits sont percés de manière à pouvoir y fixer une embase coaxiale "N" sur laquelle on soude un petit monopôle coudé permettant de coupler l'intérieur et l'extérieur du guide (Figure III-10)

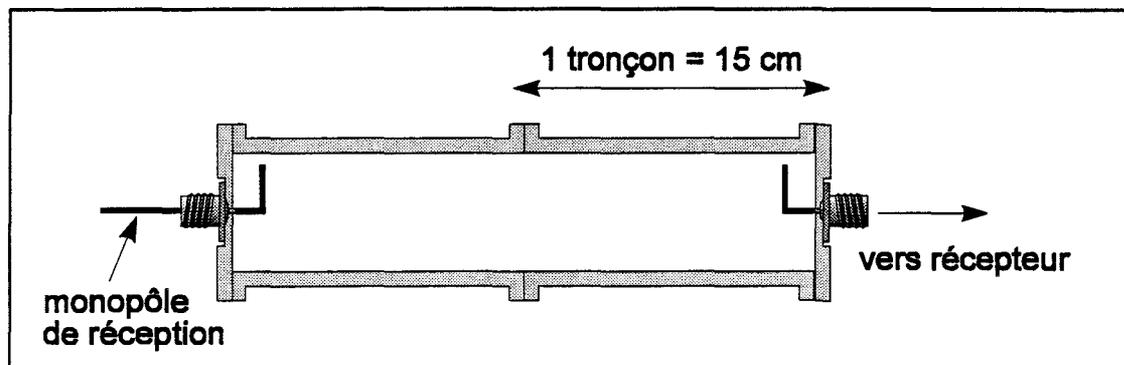


Figure III-10 guide rectangulaire monté en cavité

Sur un connecteur, à l'extérieur du guide, on fixe un monopôle droit faisant office d'antenne qui captera l'énergie reçue par le dispositif. Cette énergie sera transférée à l'intérieur du guide par le monopôle interne connecté au monopôle externe. L'extrémité de ce monopôle est perpendiculaire au grand côté du guide, de sorte que le champ correspond à la configuration du mode TE_{01} .

Sur le monopôle interne opposé, on branche un câble semi-rigide connecté à un analyseur de spectre, ce qui permet de connaître la puissance captée par le monopôle de réception. Ce second monopôle interne peut donc être considéré comme le composant sensible de l'objet. Il captera une puissance parasite préférentiellement à certaines fréquences. Cette puissance parasite sera *a priori* maximale lorsque la cavité entre en résonance. Le guide court-circuité va en effet se comporter comme une cavité parallélépipédique dont on peut évaluer des fréquences de résonance à partir de ses dimensions. Le Tableau III-1 liste les 34 premières fréquences propres (celles inférieures à 6 GHz) d'une cavité de $72 \times 34 \times 300 \text{ mm}^3$.

Comme il doit y avoir une corrélation entre ces fréquences de résonance de l'objet et les fréquences où la puissance parasite sur le monopôle est maximale, ces chiffres nous aideront à interpréter les résultats de nos mesures, ainsi que d'en estimer la précision.

Tableau III-1 Fréquences de résonance (GHz) de la cavité testée

m	n	p	f _{mnp}	m	n	p	f _{mnp}	m	n	p	f _{mnp}
0	1	1	2.142	1	0	2	4.524	1	1	4	5.273
0	1	2	2.311	0	2	4	4.622	1	0	6	5.335
0	1	3	2.567	1	0	3	4.660	0	1	10	5.417
0	1	4	2.888	1	0	4	4.844	0	2	7	5.442
0	1	5	3.254	0	2	5	4.859	1	1	5	5.482
0	1	6	3.652	1	1	0	4.879	1	0	7	5.631
0	1	7	4.073	1	1	1	4.904	1	1	6	5.727
0	2	1	4.197	0	1	9	4.959	0	2	8	5.776
0	2	2	4.285	1	1	2	4.980	0	1	11	5.881
0	2	3	4.428	1	0	5	5.071	1	0	8	5.955
1	0	1	4.440	1	1	3	5.104
0	1	8	4.510	0	2	6	5.134

III.2.3 Mesure en chambre réverbérante

III.2.3.1 Brassage mécanique

Comparaison sera faite entre les techniques de brassage mécanique et de brassage électronique. Dans un premier temps, nous allons employer la technique de brassage mécanique sur l'installation du LRPE. Le brassage électronique sera utilisé dans un deuxième temps avec la chambre du CEG. Le protocole de mesure est strictement identique à celui utilisé lors de la mesure d'efficacité de blindage. Nous ne présentons toutefois que la puissance induite sur le monopôle récepteur. La puissance injectée sur l'antenne d'émission est de 0 dBm. La gamme de fréquences explorées s'étend de 1.5 à 6 GHz. L'évolution de la puissance maximale, relevée sur un tour du brasseur de modes, est présentée Figure III-11. La courbe comprend 400 points de mesure (résolution de 11 MHz), avec une période de rotation du brasseur de 5 secondes. Le temps de l'essai est donc de 33 minutes.

En dessous de 2 GHz, le niveau recueilli est inférieur au seuil de sensibilité de l'analyseur de spectre qui est de -90 dBm. A partir de 2 GHz, fréquence de coupure du guide, l'énergie peut se propager d'une extrémité à l'autre et le niveau devient tout à fait mesurable. La transmission entre les monopôles est maximale pour certaines fréquences que nous pouvons très bien résoudre et mesurer avec précision. Au-delà de 5 GHz, les phénomènes de résonance semblent plus désordonnés. En particulier, le minimum franc à 4.95 GHz marque une frontière au-delà de laquelle l'interprétation des résultats devient difficile. Pour cette raison, nous limiterons l'identification des fréquences de résonance à la bande 1,5 - 4,9 GHz.

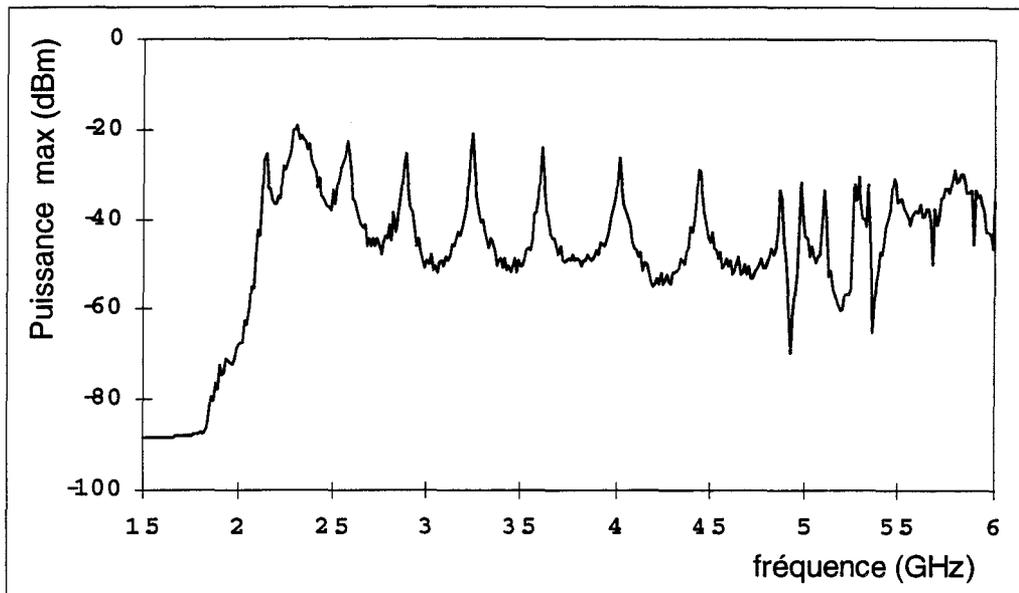


Figure III-11. Puissance mesurée sur le monopôle interne (brassage mécanique)

Par un traitement informatique de la courbe expérimentale, les fréquences de résonance sont mesurées avec une précision de ± 5 MHz, et sont rapportées dans le Tableau III-2. Entre ces fréquences particulières, la transmission entre monopôles est inférieure d'une vingtaine de dB par rapport à sa valeur maximale. Notons que la finesse des résonances (largeur à -3dB) peut être évaluée à environ 1 MHz, ce qui peut être traduit par un coefficient de qualité de 3 à 4000, en vertu de la relation $Q = f_0/\delta f$.

Tableau III-2 Fréquences de résonance (en GHz) relevées expérimentalement

N	f_N	N	f_N	N	f_N
1	2.140	4	2.875	7	4.020
2	2.305	5	3.230	8	4.445
3	2.560	6	3.615	9	4.880

Les valeurs portées dans le Tableau III-1, montrent que toutes les fréquences de résonance de la cavité n'apparaissent pas lors de l'expérience. Ceci s'explique simplement par le fait que la géométrie des monopôles internes est telle que seuls seront excités les modes dont la distribution spatiale de champ électrique présente un maximum à l'emplacement des monopôles. Il s'agit donc de modes TE et, plus précisément, en dessous de 5 GHz, les modes TE_{011} , $TE_{012}, \dots, TE_{019}$.

La comparaison des valeurs portées dans les Tableau III-1 et Tableau III-2 permet d'estimer l'erreur relative entre les fréquences de résonance internes relevées expérimentalement et celles déduites des dimensions de la cavité. Cette erreur est reproduite sous forme graphique, en fonction de la fréquence, sur la Figure III-12.

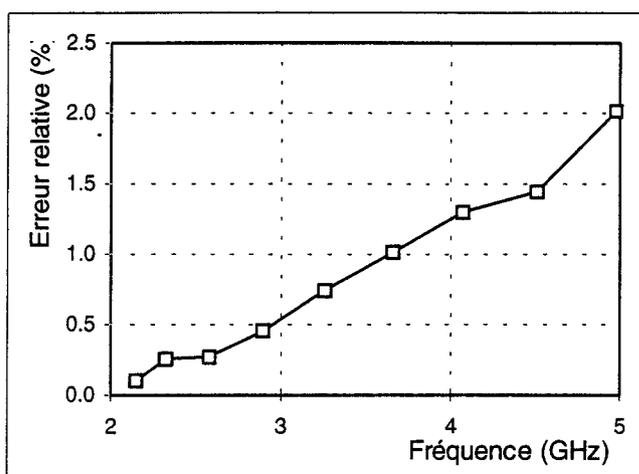


Figure III-12 Erreur relative entre fréquences de résonance théoriques et expérimentales

Cette erreur n'excède pas 2%, ce qui valide la technique de mesure. De plus, la variation quasi linéaire de cette erreur avec la fréquence permet de penser que l'erreur ne provient pas de la technique de mesure, mais bien de l'imperfection de la cavité elle-même.

III.2.3.2 Brassage électronique

L'expérience est maintenant menée au moyen de la technique de la chambre réverbérante à brassage électronique de modes. L'analyseur de spectre est utilisé en mode "zero span", avec un filtre de résolution de 2 MHz. La puissance en sortie du générateur de bruit est de +5 dBm et la puissance injectée est approximativement de 0 dBm sur 2 MHz. La résolution fréquentielle est identique à celle de l'expérience précédente, soit 11 MHz.

La différence avec le brassage mécanique réside dans la durée de l'essai. En effet, le temps de mesure de la puissance de fuite est limité au temps d'intégration du filtre vidéo de l'analyseur de spectre (de 1 à 10 ms). En pratique, le temps d'une acquisition ne sera limitée que par la vitesse de dialogue entre le ordinateur et les appareils de mesure (environ 300 ms). Une expérience qui comprend 400 points de mesure ne prendra alors que deux minutes, à comparer aux 33 minutes pour le brassage mécanique. L'évolution relevée est présentée Figure III-13. L'échelle verticale est choisie volontairement identique à celle de la Figure III-11 afin de faciliter la comparaison entre ces deux courbes.

On constate que cette évolution diffère principalement sur deux points. Premièrement, la puissance recueillie en dessous de la fréquence de coupure du guide est environ 20 dB au-dessus de celle mesurée par brassage mécanique. Ceci s'explique bien sûr par la largeur de la bande de résolution utilisée.

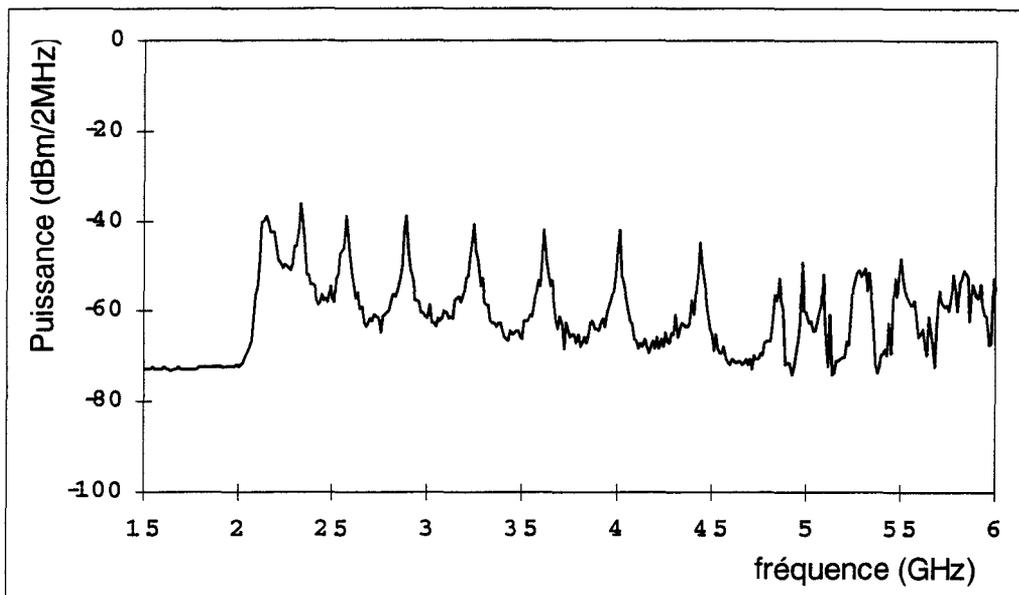


Figure III-13. Puissance mesurée sur le monopôle interne (brassage électronique)

Deuxièmement, le niveau moyen de la courbe est une quinzaine de dB en dessous de celui mesuré par le brassage mécanique. Plusieurs raisons expliquent cette différence de niveau. D'abord, les pertes d'insertion du mélangeur amènent la puissance injectée à une valeur inférieure à celle utilisée au LRPE qui était de 0 dBm. Ensuite, la longueur de la connectique n'a pas été prise en compte car seule les variations relatives de puissance nous intéressent ici. Enfin, en brassage mécanique, nous avons mesuré la puissance maximale sur un tour du brasseur de modes. En brassage électronique, on ne bénéficie pas de l'effet du brasseur qui maximise la puissance reçue. Le niveau mesuré tourne alors plutôt autour de celui qu'on observerait en considérant la puissance moyenne sur un tour.

Néanmoins, les informations recherchées que sont les fréquences critiques du système ne sont pas masquées par la technique de mesure. L'autre information qui est préservée est la dynamique d'amplitude entre les fréquences de résonance : environ 20 dB.

Dans l'expérience que nous venons de décrire, nous étions dans le cas favorable où la largeur de la résonance est comparable ou supérieure à la largeur de bruit Δ_{FB} . Les informations que nous recherchions (fréquences de résonance et dynamique d'amplitude) peuvent toutefois être altérées lorsque la largeur de bruit est supérieure à la largeur de la résonance à détecter. C'est particulièrement le cas lorsqu'un bruit relativement large est utilisé afin d'explorer rapidement la réponse fréquentielle d'un système aux propriétés inconnues.

III.2.4 Cas des résonances étroites par rapport à largeur de bruit.

Considérons un système présentant une bande de sensibilité étroite δf centrée sur F_0 . Dans cette bande, sa surface efficace de couplage est importante, nous la notons $\langle \sigma_1 \rangle$. En dehors de cette bande, la SEC est faible, nous la notons $\langle \sigma_0 \rangle$. Ceci est schématisé Figure III-14

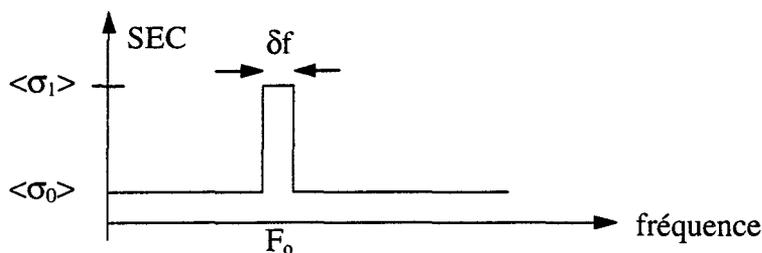


Figure III-14 Résonance de largeur δf

On illumine ce système en chambre réverbérante, avec une densité de puissance incidente W_i (en W/m^2) constante, avec une largeur de bruit Δ_{FB} inférieure à δf . W_i est donnée par le niveau de bruit N_0 (en $W/m^2/Hz$) multiplié par la largeur de bruit Δ_{FB} . La puissance recueillie par ce système vaudra alors

$$\begin{cases} f \in \delta f \rightarrow P = N_0 \Delta_{FB} \langle \sigma_1 \rangle \\ f \notin \delta f \rightarrow P = N_0 \Delta_{FB} \langle \sigma_0 \rangle \end{cases} \quad (III-10)$$

ce que nous schématisons Figure III-15. Si on augmente légèrement Δ_{FB} en la maintenant inférieure à δf , et en diminuant N_0 dans les mêmes proportions, la puissance recueillie restera la même. La forme évasée de la résonance mesurée est due au fait que lorsque l'excitation recouvre partiellement la bande de sensibilité, seule une portion de la puissance maximale sera mesurée. Précisons que notre raisonnement n'est pas spécifique à une mesure en chambre réverbérante mais peut s'étendre à toute caractérisation d'immunité utilisant un bruit comme signal agresseur.

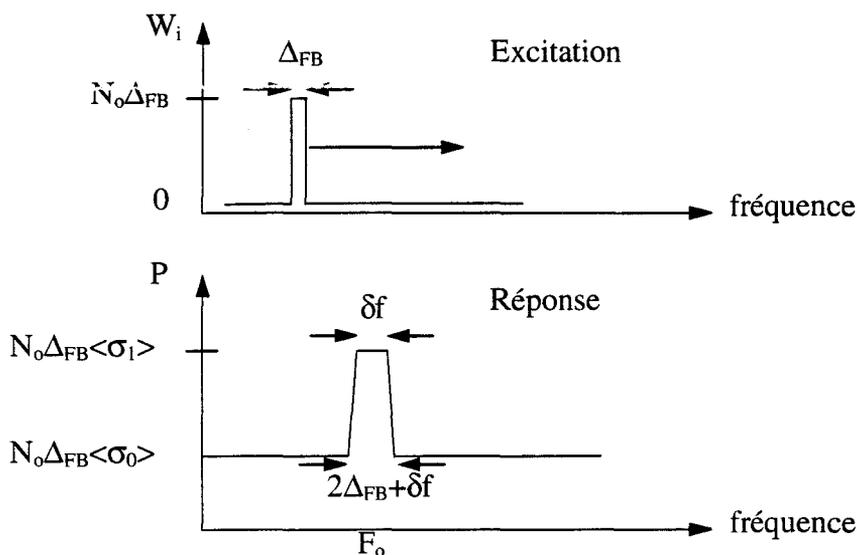


Figure III-15 Réponse du système lorsque $\Delta_{FB} < \delta f$

Si maintenant on utilise une largeur de bruit Δ_{FB} supérieure à δf , en gardant W_i identique (produit $N_0 \Delta_{FB}$ constant), deux phénomènes se produiront. Premièrement, tant que la largeur de bruit couvrira la bande δf , le système captera de la puissance par sa bande de sensibilité.

Ceci se traduira par un élargissement apparent de la bande de sensibilité. Cet élargissement s'étendra bien sûr à toute la bande Δ_{FB} .

Deuxièmement, en dehors de cette bande δf , la puissance recueillie vaudra toujours $N_o \Delta_{FB} \langle \sigma_0 \rangle$, alors que dans la bande apparente de sensibilité (Δ_{FB}), le système ne capte réellement de la puissance que dans sa bande de sensibilité δf . Cette puissance vaut donc $N_o \delta f \langle \sigma_1 \rangle$. Ceci se traduira par une réduction de la dynamique apparente de la résonance, ce que nous avons schématisé Figure III-16.

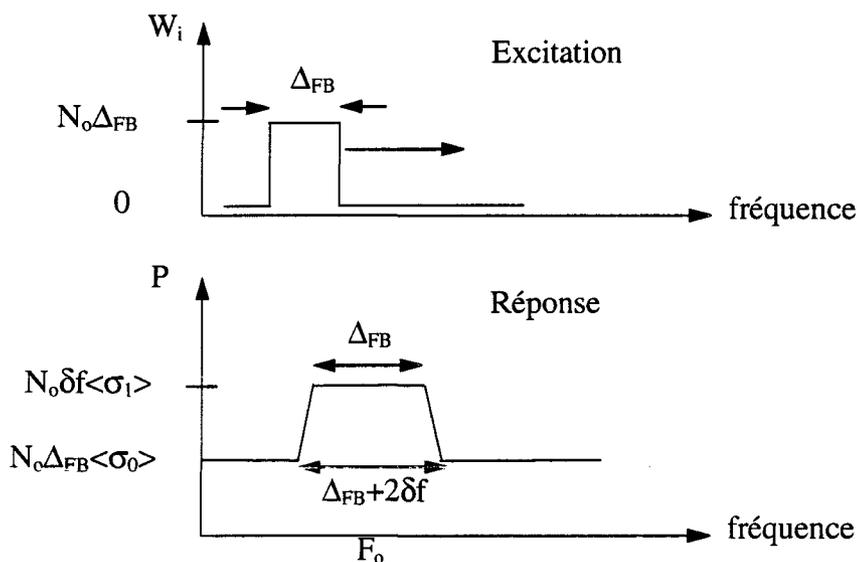


Figure III-16 Réponse du système lorsque $\Delta_{FB} > \delta f$

Afin d'illustrer ce phénomène, nous réalisons une expérience sur le guide d'onde décrit précédemment. Cette expérience consiste à mesurer la puissance recueillie sur le monopôle de réception en utilisant deux largeurs de bruit différentes : 2 et 50 MHz. Cette expérience est réalisée dans la chambre du CEG. La puissance parasite sur le monopôle interne est mesurée à l'aide d'un wattmètre large bande. Nous focaliserons la mesure dans une bande étroite de fréquence (3 à 3.8 GHz) qui contient deux fréquences de résonance de la cavité.

Pour normaliser le résultat par rapport à une puissance incidente constante, une solution consiste à diviser cette puissance par la puissance mesurée sur une antenne de référence. Cette normalisation revient donc à calculer l'inverse de l'efficacité de blindage du dispositif.

Pour un bruit de $\Delta_{FB} = 2$ MHz (4 MHz en sortie du mélangeur), 200 points de mesure sont nécessaires pour couvrir totalement la bande explorée, ce qui requiert un temps de mesure d'environ 1 minute. Avec un bruit de 50 MHz, nous avons choisi une résolution de 10 MHz, ce qui serait, en pratique, superflu, mais qui met bien en évidence le phénomène décrit plus haut.

Les évolutions relevées sont superposées Planche III-3 où le phénomène de déformation de la résonance est bien visible.

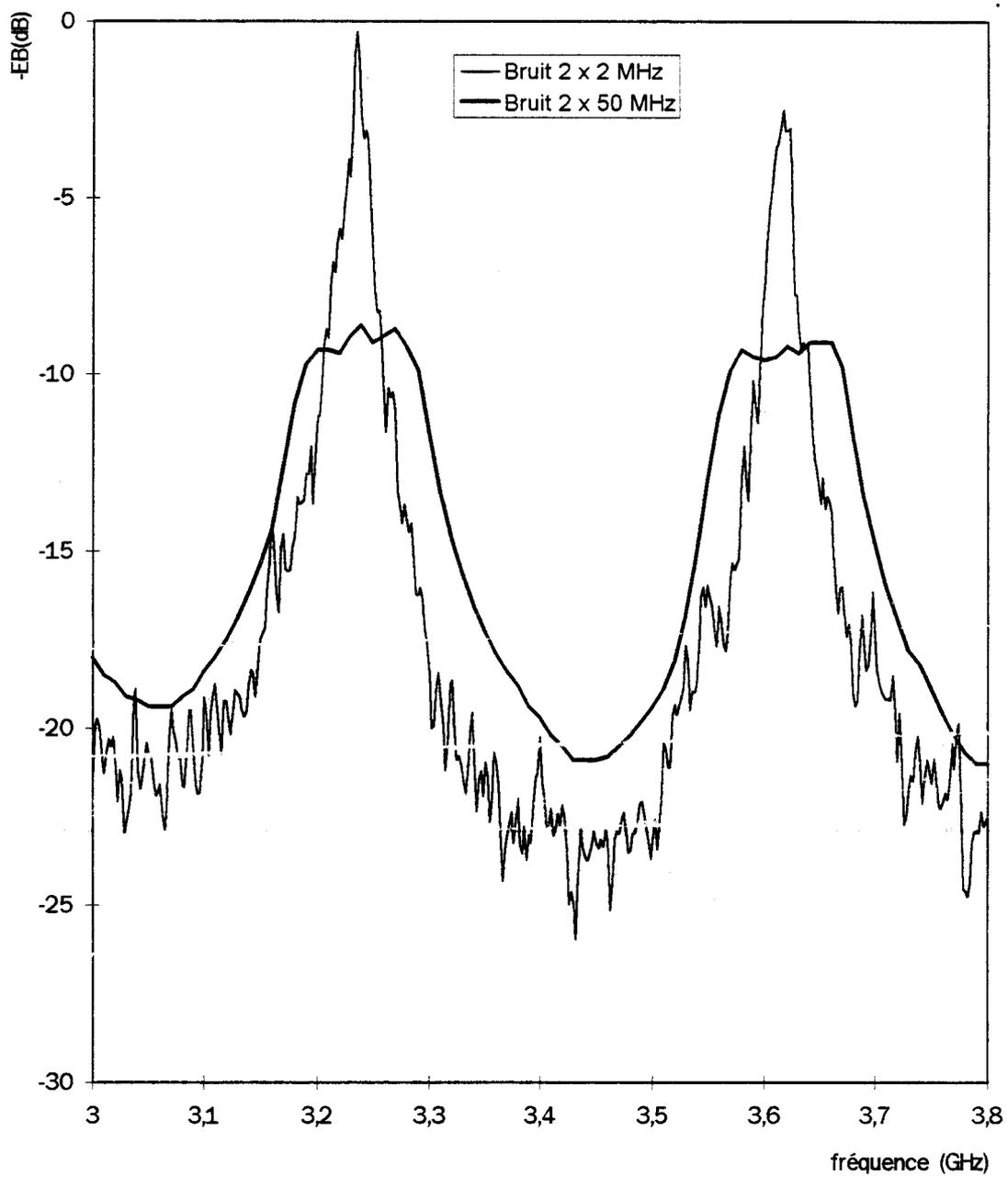


Planche III-3. Déformation de la réponse lors de la mesure avec un bruit dont la largeur est supérieure à la largeur de la résonance

Dans le cas d'un maximum évasé comme ceux obtenus avec un bruit de 50 MHz, on ne sait pas si l'on est en présence d'une seule résonance ou au contraire plusieurs résonances dont l'espacement fréquentiel est inférieur à la largeur de bruit utilisée. Pour lever l'ambiguïté, une scrutation plus fine du spectre s'impose. La recherche de fréquences caractéristiques sur un système susceptible de présenter des résonances aiguës peut ainsi être relativement longue. Par exemple, une mesure tous les 2 MHz entre 500 MHz et 18 GHz pourra prendre plus d'une heure.

Pour minimiser le temps de mesure, on peut procéder en deux temps. D'abord, on utilise un bruit relativement large, par exemple, 20 MHz. Cette résolution permettra de limiter le nombre de mesures à 1000 points, soit environ 8 minutes. Ensuite, on diminue la largeur de bruit Δ_{FB} pour pouvoir se concentrer sur les maximums de puissance relevés pendant la première phase. Cette façon de procéder permet de déceler les fréquences critiques d'un système en quelques dizaines de minutes, ce qui constitue un temps d'investigation tout à fait raisonnable.

En conclusion, la chambre réverbérante à brassage de modes, qu'il soit électronique ou mécanique, permet effectivement de déceler précisément et rapidement les fréquences de résonance internes d'un système. Dans le cas du brassage électronique, une largeur de bruit inférieure à la largeur de résonance s'impose, si l'on veut une représentation fidèle de la forme de la résonance du système.

III.3 MESURES DE SUSCEPTIBILITE ELECTROMAGNETIQUE

III.3.1 Définitions

La susceptibilité électromagnétique (contraire de l'immunité) est l'inaptitude d'un système à fonctionner correctement en présence d'une perturbation électromagnétique. Le dysfonctionnement peut revêtir plusieurs formes : écart des caractéristiques par rapport aux caractéristiques nominales, altération ou disparition de l'information de sortie,... Le dysfonctionnement engendré par la perturbation peut être furtif ou temporaire. Dans le cas d'une dégradation furtive, le système recouvre spontanément un fonctionnement normal dès que la perturbation disparaît. Dans le cas d'une dégradation temporaire, une intervention sur le dispositif est nécessaire (reset, bouton marche-arrêt).

Le terme de vulnérabilité est employé lorsque le dysfonctionnement est permanent : le système est détruit. La frontière entre susceptibilité et vulnérabilité peut, dans certains cas être floue. Par exemple, un missile dont le système de guidage est temporairement dégradé peut être considéré comme perdu.

Le seuil de susceptibilité est l'amplitude de la perturbation qui entraîne un dysfonctionnement. Dans le vocabulaire normatif, on emploie le terme de "niveau d'immunité". Il s'agit essentiellement de la limite acceptable exprimée en V/m ou en dB μ V/m. Dans le domaine militaire, lorsqu'il s'agit d'étudier le comportement d'un système face à une agression micro-onde, l'unité employée est plutôt le mW/cm².

III.3.2 Objectifs visés par cette étude

Dans cette partie, nous nous attacherons à comparer le seuil de susceptibilité d'un dispositif mesuré d'une part à l'aide de la méthode de brassage électronique en chambre réverbérante, d'autre part à l'aide d'une mesure classique effectuée en illumination de type onde plane. Le dispositif étudié est un module de test développé au LRPE par Warin [13] dans le cadre d'une étude de faisabilité concernant les essais de susceptibilité menés en chambre réverbérante à brassage mécanique de modes.

Notre approche sera toutefois différente de celle suivie par Warin. Premièrement, nous nous consacrerons exclusivement au brassage électronique (seule technique disponible au CEG, où cette étude s'est déroulée), ce qui nous obligera à définir un autre protocole d'analyse de défaillance. Deuxièmement, nous aborderons le dysfonctionnement de manière assez différente. L'approche de Warin consistait à rechercher une éventuelle dégradation pour une agression d'amplitude donnée (approche semblable à celle des normes civiles). Dans ce cas, l'information est de type binaire : perturbé / non perturbé. La bande de fréquence explorée s'étendait de

500 MHz à 1000 MHz. Le champ de référence utilisé par Warin était de 30 V/m, valeur accessible avec les amplificateurs disponibles au LRPE.

Nous nous intéresserons à une information plus quantitative, à savoir l'évolution fréquentielle du seuil de susceptibilité du système étudié. Autrement dit, nous rechercherons l'amplitude du champ perturbateur qui engendre un dysfonctionnement. De plus, les moyens du CEG nous permettront d'explorer un spectre plus large puisque nous bénéficions d'une puissance disponible de 200W entre 100 MHz et 12 GHz.

III.3.3 Description du module de test

Le module de test est de conception volontairement simpliste ; il s'agit d'un circuit électronique réalisant la fonction "inverseur logique". Cette fonction est réalisée au moyen d'un composant intégré de technologie CMOS (74HC04). Le circuit sur lequel il est implanté comprend, en amont, un régulateur 5V alimenté par une batterie de 9V et en aval, un trigger de Schmidt suivi d'un convertisseur électro-optique permettant de véhiculer l'information de sortie vers l'extérieur de la chambre au moyen d'une fibre optique (Figure III-17). Le tout est placé dans un boîtier métallique dont les dimensions sont de 6 x 6 x 8 cm³.

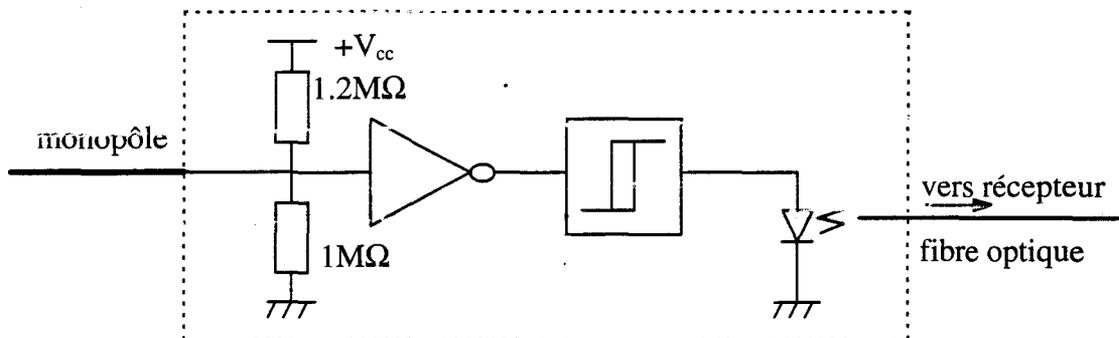


Figure III-17 Schéma de principe du module expérimenté

La broche d'entrée de l'inverseur est polarisée, à une tension légèrement inférieure au seuil de commutation. Cette broche est reliée à un monopôle électrique qui sort du boîtier et sera illuminé par l'onde perturbatrice. A l'autre extrémité de la fibre optique, un récepteur de conception semblable permet de convertir l'énergie lumineuse en tension électrique qui sera mesurée sur un oscilloscope ou un voltmètre.

En fonctionnement non perturbé, la tension d'entrée de l'inverseur étant inférieure au seuil de commutation (état logique 0), la tension de sortie est de 5V (état logique 1). En raison de sa conception, le récepteur fournit une tension correspondant à l'état logique 0.

Lorsqu'une perturbation d'amplitude suffisante est captée par le monopôle électrique, les non-linéarités du composant engendrent un redressement du signal perturbateur. Ceci se traduit par une tension continue résiduelle qui se superpose à la tension de repos de l'entrée du composant. Cette tension d'entrée peut alors être supérieure au seuil de commutation, de sorte

que la tension de sortie passe à l'état logique 0. Ce phénomène se manifeste par une tension de 5V en sortie du dispositif de réception.

Le monopôle externe est sensible à la composante colinéaire du champ électrique incident. Pour cette raison, l'information que nous rechercherons est l'amplitude du champ critique E_c (exprimé en V/m ou dBV/m) qui entraîne un dysfonctionnement du DST. Ce seuil sera successivement recherché par un essai en chambre anéchoïque et en chambre réverbérante à brassage électronique.

Notre choix s'est porté sur un tel module de test pour plusieurs raisons:

- Premièrement, ce dispositif est déjà réalisé, ce qui nous fera gagner un temps précieux. De plus, des résultats en chambre anéchoïque et chambre réverbérante à brassage mécanique sont déjà disponibles. Nous pourrons dès lors comparer nos résultats à ceux obtenus par Warin.
- Etant donné sa conception, le seuil de susceptibilité de ce module est relativement faible (de 15 à 30 V/m dans la bande 500 MHz - 1GHz). De tels champs seront aisément accessibles avec les moyens d'illumination dont nous disposons.
- Le dispositif a un mode de dysfonctionnement furtif. Il ne sera donc pas nécessaire d'intervenir sur celui-ci après une commutation.
- L'état de sortie du dispositif est représenté par une tension électrique accessible par un oscilloscope. Le calculateur chargé de piloter l'expérience peut donc en permanence connaître l'état de sortie du dispositif, ce qui permet d'automatiser entièrement l'expérience.
- Les dimensions du DST sont très petites par rapport aux dimensions de la chambre réverbérante ($6 \times 4 \times 3.5 \text{ m}^3$). C'est une situation avantageuse dans la mesure où nous ne connaissons pas encore suffisamment l'influence qu'ont de gros objets sur la distribution du champ généré à l'intérieur de l'enceinte.
- Finalement, ce dispositif a été conçu dans un but uniquement expérimental et didactique, ce qui facilite la publication des résultats dans une thèse.

III.3.4 Essai en chambre anéchoïque.

Ces essais ont été réalisés dans une chambre disponible au CEG. Il s'agit d'une cage de Faraday de volume identique à la chambre réverbérante, si ce n'est que les parois ont évidemment été recouvertes d'absorbants électromagnétiques. Comme nous l'avons déjà précisé, la puissance disponible est de 200W (CW) dans une bande de fréquence s'étalant de 100 MHz à 12 GHz. Les antennes utilisées sont de deux types : un cornet "double ridge" fonctionnant dans la bande 0.5 - 6 GHz et une antenne parabolique dont le diamètre est de 1.2 m et dont la bande passante va de 1 à 4 GHz.

Pour plus de rigueur, il faudrait disposer l'objet sous test sur un plateau tournant, de manière à pouvoir exposer toutes ses faces à l'onde perturbatrice. Afin d'alléger la procédure d'essai, nous n'avons pas procédé à la rotation de l'objet. Ceci se justifie également par le fait qu'il possède une symétrie de révolution, donc une isotropie électromagnétique dans le plan perpendiculaire à l'axe du monopôle. Ces propriétés ont d'ailleurs été vérifiées par les travaux de Warin. Ces travaux ont également montré qu'entre 500 MHz et 1 GHz, l'angle d'incidence le plus critique coïncidait avec une incidence rasante, qui correspond à un champ électrique colinéaire au monopôle. Lorsqu'un repère sphérique (r, θ, φ) est attaché au dispositif (Figure III-18), cette incidence correspond à un angle d'élévation φ proche de 90° . Aussi, dans un premier temps, la mesure sera effectuée avec cette incidence.

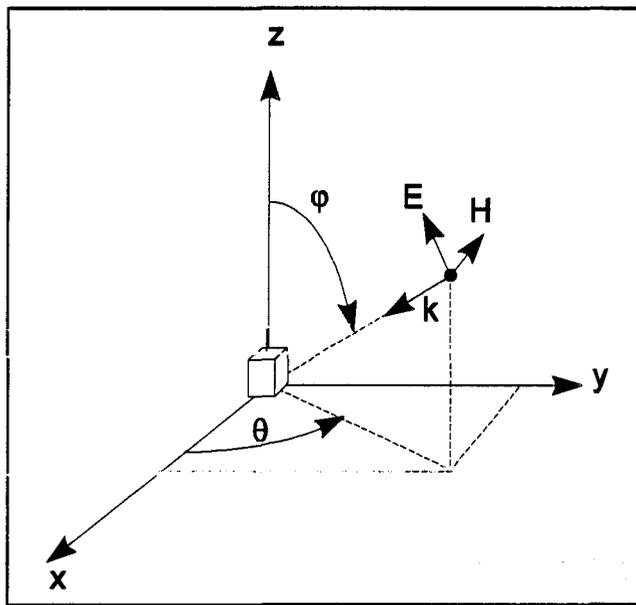


Figure III-18 Le module sous test dans un repère sphérique

Le schéma synoptique de la mesure est présenté Figure III-19. L'antenne d'émission est éloignée de 3,5 m du dispositif. Vu les antennes disponibles, nous nous limiterons aux fréquences supérieures à 500 MHz. Le dispositif ne présentant pas de résonances, nous avons choisi d'échantillonner les mesures fréquentielles par pas de 20 MHz.

L'information de sortie de la porte logique est mesurée au moyen d'un voltmètre numérique qui affichera donc soit 0V (non perturbé) soit 5V (perturbé). Si la tension d'entrée de l'inverseur est strictement égale à la tension de commutation, la porte logique est dans un état indéterminé. Dans ces conditions, la tension de sortie bascule aléatoirement entre 0 et 5V. La tension mesurée par le voltmètre sera alors comprise dans la plage $[0,5V]$. Nous considérerons cet état comme perturbé.

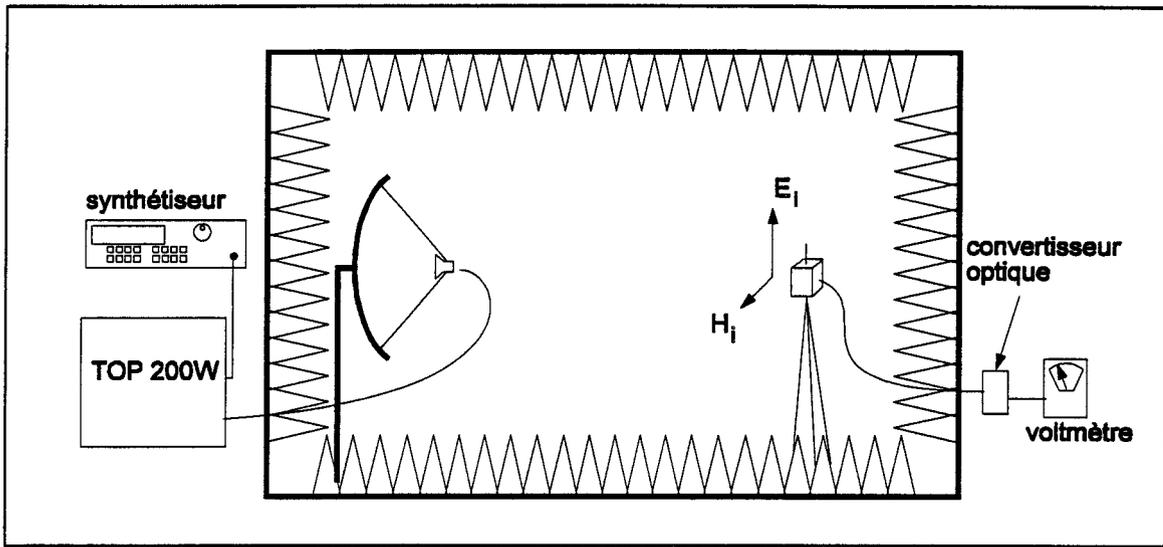


Figure III-19 Schéma synoptique de l'essai en chambre anéchoïque

Pour chaque fréquence F_i explorée, le synthétiseur attaque l'amplificateur connecté à l'antenne d'émission avec un signal sinusoïdal de fréquence F_i . Le niveau est progressivement monté jusqu'à obtenir un dysfonctionnement, c'est-à-dire une tension mesurée sur le récepteur supérieure à 0V. Lorsqu'un tel dysfonctionnement est observé, on note la puissance délivrée par le synthétiseur et on passe à la fréquence suivante.

Lorsque le balayage est terminé, le dispositif sous test est retiré de l'enceinte et nous disposons un capteur de champ électrique de type ACD-7 à l'endroit précédemment occupé par le module de test. Le capteur est orienté de manière à mesurer le champ électrique vertical, parallèle au monopôle. Pour chacune des fréquences explorées dans la première phase, on injecte la puissance qui correspondait au seuil de dysfonctionnement du DST et on mesure la puissance délivrée par le capteur. La puissance peut être indifféremment mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre ou d'un wattmètre large bande. Cette puissance est ensuite convertie en champ électrique, en tenant compte des pertes dans les câbles. L'évolution fréquentielle du seuil de susceptibilité relevé par la méthode décrite est reproduite Figure III-20.

Notons qu'avec l'antenne cornet, nous ne pouvons pas mettre en défaut le dispositif pour les fréquences supérieures à 1.46 GHz. Nous avons alors remplacé ce cornet par une antenne parabolique dont le gain est théoriquement supérieur d'environ 10 dB. Ceci nous a permis de repousser la limite fréquentielle jusqu'à 1.7 GHz. Au-delà de cette fréquence, la puissance disponible n'était plus suffisante pour perturber le module.

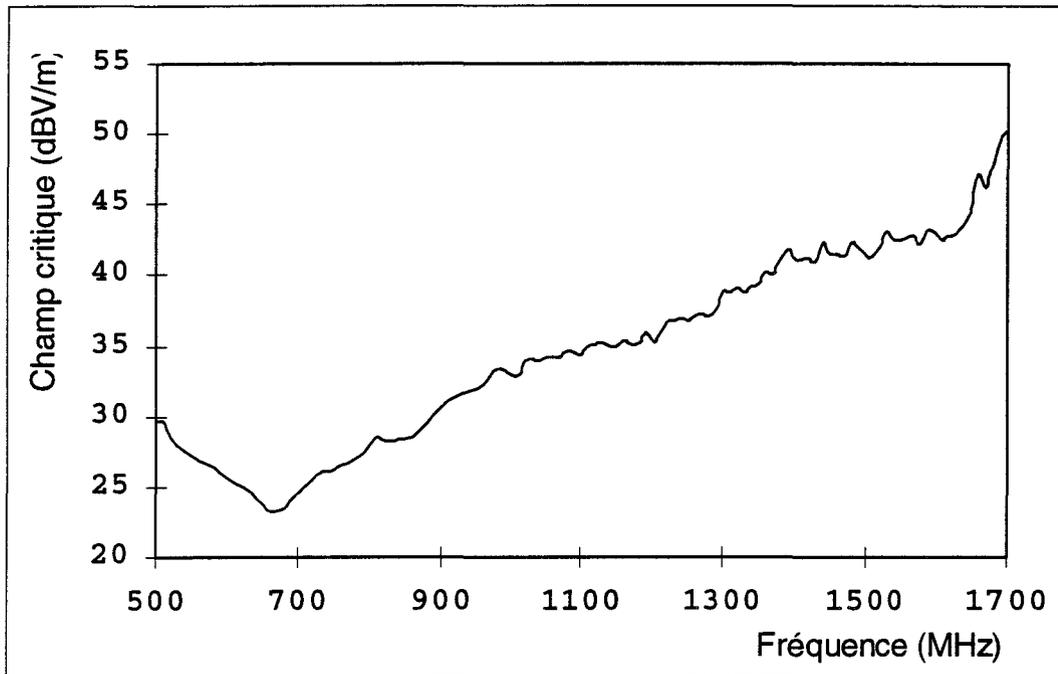


Figure III-20 Seuil de susceptibilité mesuré en chambre anéchoïque (incidence rasante)

La courbe de la Figure III-20 appelle trois remarques. D'abord, on observe un maximum de susceptibilité (seuil de dysfonctionnement minimum) situé à 14 V/m (23 dBV/m) pour la fréquence de 700 MHz. Cette fréquence correspond approximativement à une résonance quart d'onde du monopôle récepteur connecté au dispositif. Ensuite, l'évolution est quasiment linéaire jusque 1.65 GHz. Enfin, la courbe s'élève brusquement pour atteindre 320 V/m (50dBV/m) à 1.7 GHz. Signalons que le seuil mesuré entre 500 MHz et 1 GHz est en parfait accord avec les résultats de Warin dans cette bande de fréquence.

Nous allons proposer au prochain paragraphe quelques expériences permettant de retrouver ces caractéristiques avec un essai mené en chambre réverbérante à brassage électronique.

III.3.5 Essai en chambre réverbérante.

III.3.5.1 Schéma synoptique de la mesure

Dans le principe, la technique de mesure est similaire à celle utilisée en chambre anéchoïque. Pour chaque fréquence explorée, on augmente progressivement le niveau de puissance injectée dans l'enceinte, jusqu'à observer un dysfonctionnement du dispositif.

La mesure est toutefois plus simple et plus rapide puisque nous pouvons mettre à profit les propriétés d'homogénéité et d'isotropie du champ électromagnétique. C'est-à-dire qu'on peut disposer simultanément dispositif sous test et capteur de champ dans l'enceinte, ces deux objets étant illuminés par un champ électromagnétique d'amplitude identique. Autrement dit, on peut enregistrer simultanément l'état de fonctionnement du DST et le champ qui l'agresse, ce qui n'était pas le cas en chambre anéchoïque.

Les propriétés d'isotropie électromagnétiques de la chambre réverbérante font que l'essai est indépendant de l'orientation du DST qui est donc positionné de manière arbitraire. Seule l'antenne double ridge a été utilisée, l'antenne à réflecteur parabolique étant ici sans intérêt. Le cornet émetteur est dirigé vers un angle de la cavité, de sorte que l'énergie soit redistribuée dans toutes les polarisations.

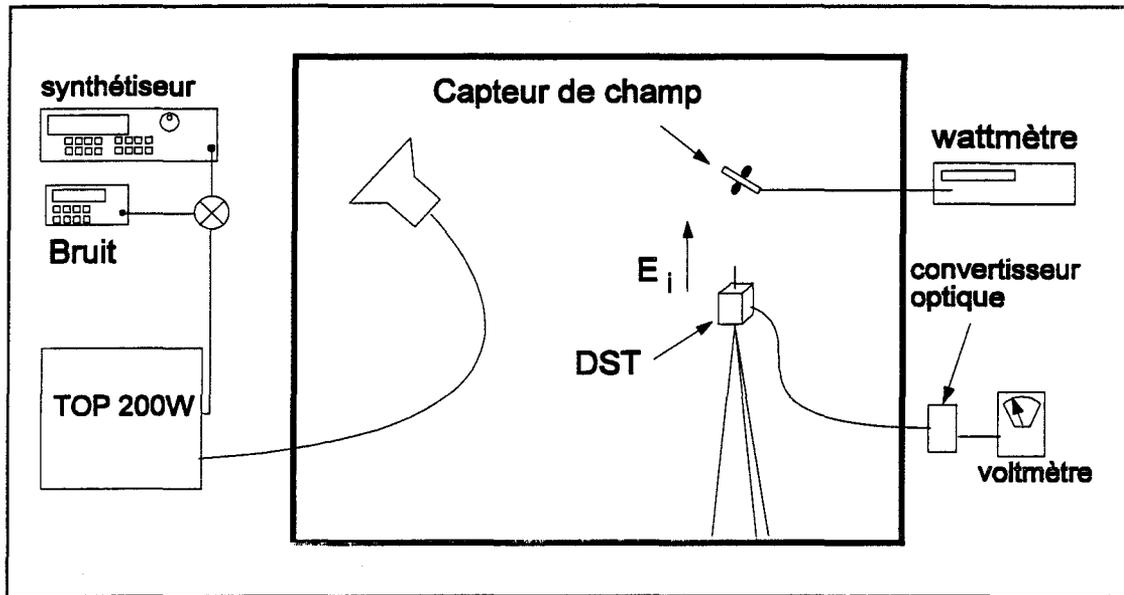


Figure III-21 Schéma synoptique du test de susceptibilité en chambre réverbérante

L'essai en chambre anéchoïque a montré que 320 V/m étaient nécessaires pour provoquer un dysfonctionnement du DST à la fréquence de 1.7 GHz. La relation (II-90) permet de situer approximativement la puissance à injecter dans la chambre réverbérante pour atteindre ce niveau de champ : 120 watts. Les amplificateurs de 200 W devraient donc être suffisants pour couvrir la bande [500 MHz - 1.7 GHz].

Par rapport à l'essai pratiqué en chambre anéchoïque, le protocole de mesure diffère par deux points : la définition du critère de dysfonctionnement et la manière de faire varier la puissance injectée à l'antenne d'émission. Ces deux différences sont détaillées dans les paragraphes suivants.

III.3.5.2 Ajustage de la puissance injectée à l'antenne d'émission.

Lors de l'essai en chambre anéchoïque, il suffisait d'augmenter la puissance fournie par le synthétiseur pour augmenter dans les mêmes proportions la puissance injectée à l'antenne émettrice. En pratique, il faut disposer de la plus grande dynamique possible, 30dB constituent un minimum dans le cas du module étudié. Cette dynamique est accessible avec l'ajustage de puissance de sortie du synthétiseur.

Dans le cas du brassage électronique, la situation est moins favorable. En effet, le synthétiseur attaque le port OL du mélangeur avec une puissance nominale de 10 dBm. Le seul paramètre

sur lequel il est possible d'agir est alors la puissance de bruit sur le port FI. Le générateur de bruit est effectivement équipé d'un atténuateur interne programmable par pas de 1dB. Hélas, l'isolation du mélangeur (P_{RF}/P_{OL}) est un facteur limitatif qui empêche de trop diminuer cette puissance de bruit pour une raison simple. La puissance de sortie du mélangeur peut être décomposée en deux puissances de nature différente. La première est de nature aléatoire, elle est proportionnelle à la puissance de bruit diminuée des pertes L du mélangeur. La deuxième est déterministe, la puissance d'OL atténuée de l'isolation I . Seule la première participe au brassage. Ainsi, on peut écrire la puissance de sortie :

$$P_{RF} = (\alpha P_{FI} - L) + (P_{OL} - I) \quad (\text{III-11})$$

Isolation et pertes d'insertion sont des paramètres qui dépendent de la fréquence et du mélangeur. Afin d'illustrer la limitation de dynamique de puissance en sortie du mélangeur, la Figure III-22 présente la variation de la puissance P_{RF} en fonction de la puissance de bruit P_{FI} .

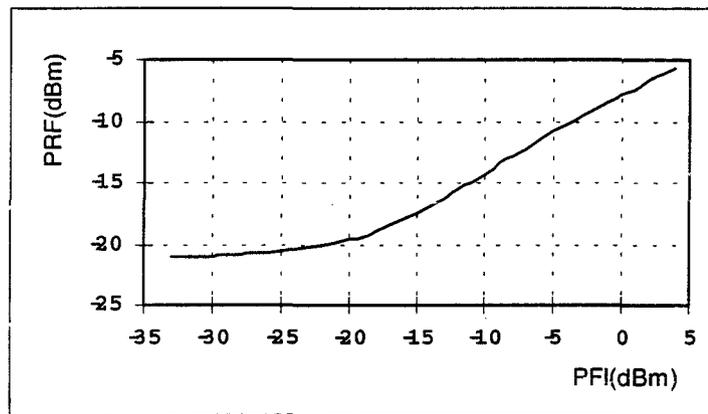


Figure III-22 Evolution de la puissance de sortie du mélangeur en fonction de la puissance de bruit ($P_{OL}=10$ dBm, $F_{OL}=1$ GHz, $\Delta_{FB}=2$ MHz)

Pour une puissance FI supérieure à -15 dBm, la puissance RF mesurée correspond majoritairement à la puissance de bruit atténuée des pertes ($P_{RF} \approx \alpha P_{FI} - L$). Dans cette plage, il est possible de faire varier P_{RF} en agissant sur P_{FI} . Par contre, dans la partie gauche de la courbe, la puissance mesurée représente principalement le résidu de la porteuse ($P_{RF} \approx P_{OL} - I$). Ainsi, il n'est plus possible de faire varier P_{RF} en agissant sur P_{FI} . La dynamique de variation de P_{RF} se limite donc à environ 20 dB pour le cas considéré.

Pour accroître cette dynamique, la solution adoptée consiste à insérer un atténuateur programmable en sortie du mélangeur. Sachant que les mélangeurs disponibles dans le commerce ne couvrent pas complètement la bande de fréquence d'utilisation de la chambre réverbérante, la chaîne d'émission est un peu plus complexe que pour l'essai en chambre anéchoïque, nous l'avons représentée Figure III-23.

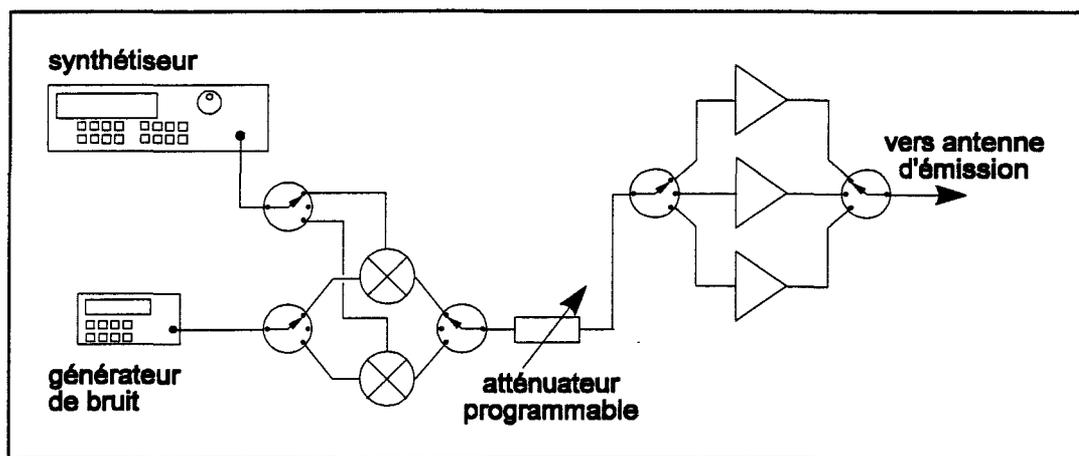


Figure III-23 Chaîne d'émission pour la mesure de susceptibilité par brassage électronique.

III.3.5.3 Détermination du seuil de dysfonctionnement

La nature particulière du signal permettant un brassage électronique nous oblige à définir un critère de dysfonctionnement différent de celui adopté en chambre anéchoïque. Certes, le critère de base est toujours le même (tension de sortie du récepteur différente de 0V), mais il s'agit de relier le seuil de susceptibilité mesuré en chambre réverbérante à celui relevé par un essai en chambre anéchoïque, où le signal perturbateur est sinusoïdal.

La principale caractéristique du champ à l'intérieur de l'enceinte est d'être aléatoire. Plus précisément, on peut écrire que la variation temporelle du champ est une sinusoïde dont l'amplitude instantanée est une fonction aléatoire $A(t)$

$$E(t) = A(t) \sin \omega t \quad (\text{III-12})$$

La rapidité de fluctuation de $A(t)$ sera représentée par son temps caractéristique. Il s'agit du temps τ pour lequel la fonction d'autocorrélation s'annule pour la première fois.

Dans un premier temps, nous allons aborder le problème de manière "intuitive" en émettant deux hypothèses qui nous permettront de définir une stratégie de recherche du seuil $E_c(f)$.

- 1- Le dispositif a un temps de réponse très court par rapport au temps caractéristique des fluctuations de $A(t)$.
- 2 - Le champ critique E_c qui engendre un dysfonctionnement est propre au dispositif testé ; il ne dépend pas de la manière dont on le mesure (chambre anéchoïque ou chambre réverbérante).

Ces hypothèses nous permettent d'imaginer l'allure de la tension de sortie du récepteur en fonction de l'amplitude instantanée du champ. Nous l'avons schématisée Figure III-24. Ce

schéma traduit simplement le fait qu'on observera un dysfonctionnement lorsque la valeur absolue de $A(t)$ sera supérieure à E_c .

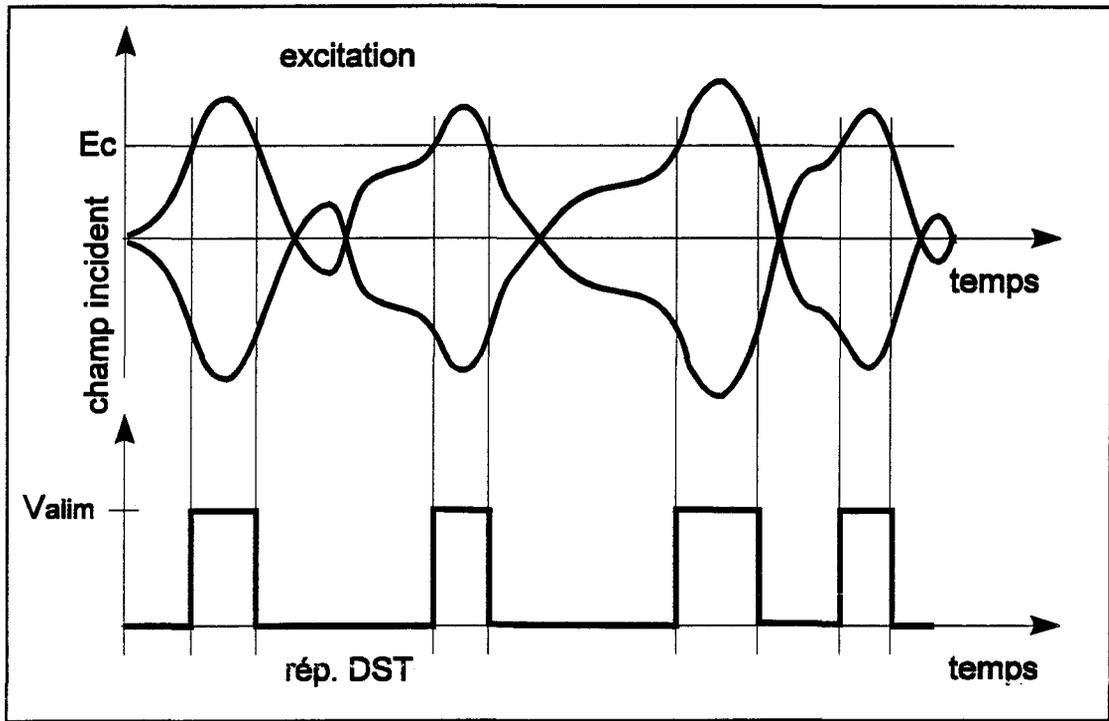


Figure III-24 Etat logique de la porte en fonction du temps.

On conçoit qu'il n'est plus possible de considérer une information binaire (perturbé / non perturbé), mais qu'il faut regarder l'état logique observé comme une variable binaire aléatoire. On définira alors une probabilité p de dysfonctionnement. Pour cela, on échantillonne le signal logique issu du DST sur une période T suffisamment longue. Sur N échantillons mesurés, N_p correspondront aux états perturbés et $(N - N_p)$ correspondront aux états non perturbés. La probabilité recherchée sera simplement définie comme

$$p = \frac{N_p}{N} \quad (\text{III-13})$$

Pour s'en rendre compte de manière expérimentale, nous avons, pour une fréquence de 500 MHz, mesuré la probabilité p en fonction de l'amplitude champ (valeur quadratique moyenne) mesuré à l'aide d'un capteur de type ACD-7. Le résultat est présenté Figure III-25.

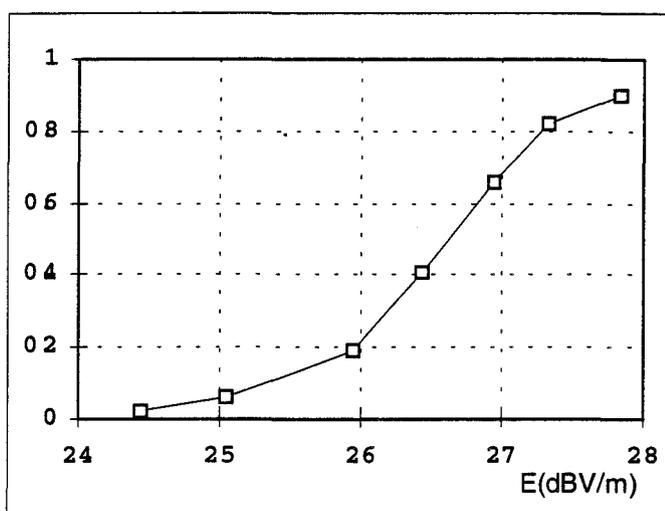


Figure III-25 Variation expérimentale de la probabilité de dysfonctionnement en fonction du champ électrique incident.

La courbe de la Figure III-25 nous incite à choisir un critère pour définir le champ électrique qui provoque le dysfonctionnement. On choisit l'amplitude du champ qui provoque une probabilité de dysfonctionnement de 0,5. Ceci nous permet, compte tenu de l'évolution de la courbe de probabilité, d'obtenir la meilleure précision sur l'amplitude du champ perturbateur. Il faut souligner que l'ajustage de la puissance fournie à l'antenne se fait par pas de 1 dB, il n'est donc pas possible d'atteindre précisément cette probabilité de 0,5. Aussi, nous avons estimé que le critère serait une probabilité comprise entre 0,2 et 0,8.

Bien entendu, ce critère ne correspond pas forcément au champ relevé lors de l'essai en chambre anéchoïque. Ainsi, le champ critique noté E_c lors de l'essai en chambre anéchoïque peut être différent du champ (noté E_c') mesuré en chambre réverbérante. Nous reviendrons sur cette distinction ultérieurement.

Le résultat de l'expérience menée conformément au protocole défini est présenté Planche III-4 où nous avons superposé le résultat obtenu en chambre anéchoïque (Figure III-20). La largeur de bruit est de 2×10 MHz

III.3.5.4 Interprétation des résultats

Globalement, la comparaison chambre réverbérante / chambre anéchoïque est plutôt satisfaisante. En basse fréquence, la courbe issue de la mesure en chambre réverbérante présente des fluctuations plus importantes, ce qui est normal puisque l'homogénéité n'est pas parfaite (avec un bruit de 10 MHz, le champ au niveau du capteur et au niveau du DST peut différer de 3 dB). Jusque 1 GHz, les courbes sont quasiment confondues, avec une différence maximale de 4 dB. Au-delà de 1 GHz, le champ E_c' est situé systématiquement 2 à 4 dB en dessous du champ E_c . La plus grande différence (6 dB) s'observe à 1,55 GHz, où un minimum apparaît sur la mesure en chambre réverbérante, et non sur celle en chambre anéchoïque.

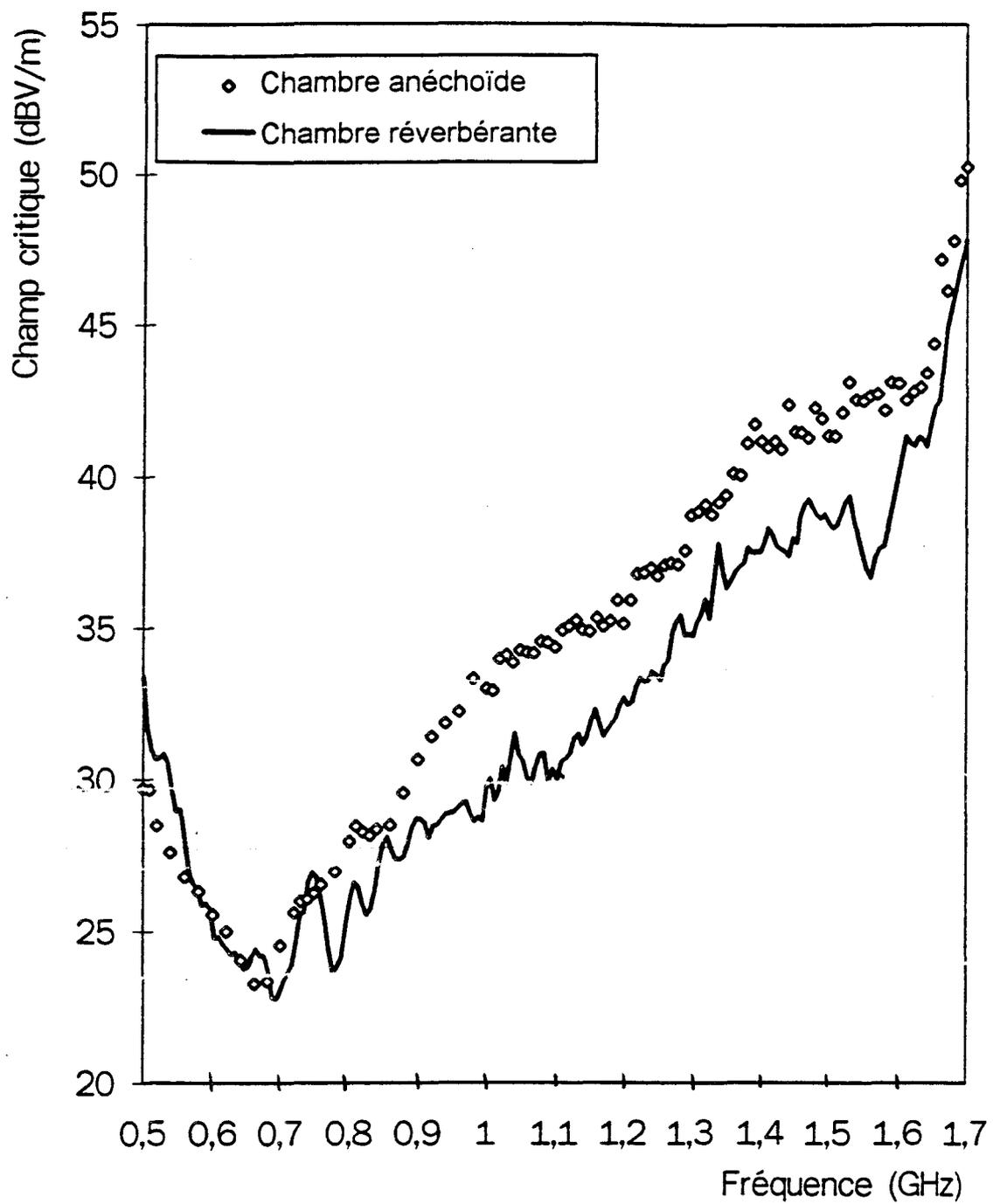


Planche III-4. Seuil de susceptibilité mesuré en chambre réverbérante. Comparaison avec le résultat d'un essai en chambre anéchoïque

Concernant la fréquence la plus élevée pour laquelle un dysfonctionnement est observé, les deux moyens d'essai nous permettent d'atteindre 1,7 GHz. Ceci peut paraître en contradiction avec le raisonnement qui veut que, à puissance égale, le champ dans une chambre réverbérante est environ 10 dB supérieur à celui dans une chambre anéchoïque. Mais il ne faut pas oublier que le réflecteur parabolique à grand gain fut utilisé pour notre expérience en chambre anéchoïque!

La comparaison entre les deux méthodes semble donc globalement satisfaisante. En effet, il faut savoir que dans le domaine des mesures CEM dans la gamme micro-onde, une erreur de 2 ou 3 dB est souvent considérée comme très acceptable. Mais puisque nous avons observé des différences allant jusque 6 dB, il nous paraît indispensable de pousser un peu plus loin l'interprétation des résultats. On distingue en fait deux origines possibles de la différence observée entre les deux méthodes. La première peut être liée à la nature du signal perturbateur. Aléatoire dans un cas, déterministe dans l'autre. La deuxième origine possible est la nature du champ incident. Isotrope dans un cas, polarisé dans l'autre. Ces deux problèmes seront traités séparément.

a - différence liée à la nature du bruit injecté.

Dans notre approche intuitive du comportement du dispositif, nous avons émis l'hypothèse que celui-ci réagissait très rapidement aux fluctuations du champ incident. Si nous poussons ce raisonnement plus loin, on peut connaître la probabilité de dysfonctionnement en fonction de la valeur du champ critique. En effet, on suppose une distribution gaussienne du signal modulant:

$$p(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-v^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (\text{III-14})$$

Si on suppose que l'amplitude instantanée du champ E dans l'enceinte est proportionnelle à la tension délivrée par le générateur de bruit, on peut calculer la fonction de distribution de l'enveloppe de $E(t)$. On montre [24] que si le signal modulant est de probabilité gaussienne, la distribution statistique de l'enveloppe est une distribution de Rayleigh :

$$p(E) = \frac{E}{\sigma_E^2} \exp\left(\frac{-E^2}{2\sigma_E^2}\right) \quad (\text{III-15})$$

La probabilité que E soit supérieur à E_c est donnée par

$$\text{Prob}(E > E_c) = \int_{E_c}^{\infty} p(E) dE = \exp\left(\frac{-E_c^2}{2\sigma_E^2}\right) \quad (\text{III-16})$$

Lorsque nous mesurons le champ à l'intérieur de l'enceinte à l'aide d'un capteur connecté à un wattmètre, nous accédons au champ quadratique moyen, c'est-à-dire à σ_E . Si on règle la

puissance injectée de sorte que la moyenne quadratique de l'amplitude du champ soit égale au champ critique ($\sigma_E = E_c$), la probabilité de dysfonctionnement observée doit être égale à

$$p = e^{-1/2} = 0.61 \tag{III-17}$$

Pour des raisons purement expérimentales, nous avons recherché une probabilité de dysfonctionnement centrée sur la valeur 1/2. En se reportant à (III-16), on voit que cette probabilité est atteinte si

$$\frac{1}{2} = \exp\left(\frac{-E_c^2}{2\sigma_E^2}\right) \Rightarrow \sigma_E = \frac{E_c}{\sqrt{2 \ln 2}} \tag{III-18}$$

Autrement dit, on sous-estime systématiquement le seuil de dysfonctionnement de 2.8 dB. Ce raisonnement pourrait, à la rigueur, expliquer l'écart observé au-dessus de 1 GHz, mais dans ce cas, comment expliquer qu'un tel écart n'est pas observé sur toute la bande? En fait, il s'avère que les hypothèses émises sur la rapidité de réaction du dispositif aux fluctuations de la valeur instantanée du champ sont erronées. Pour s'en rendre compte, il suffit de tracer l'évolution de la probabilité de dysfonctionnement déduite de (III-16) pour un champ critique normalisé à 1 V/m (Figure III-26). A cette évolution, nous avons superposé celle obtenue expérimentalement (Figure III-25) que nous avons décalée afin de la centrer autour de 0 dBV/m.

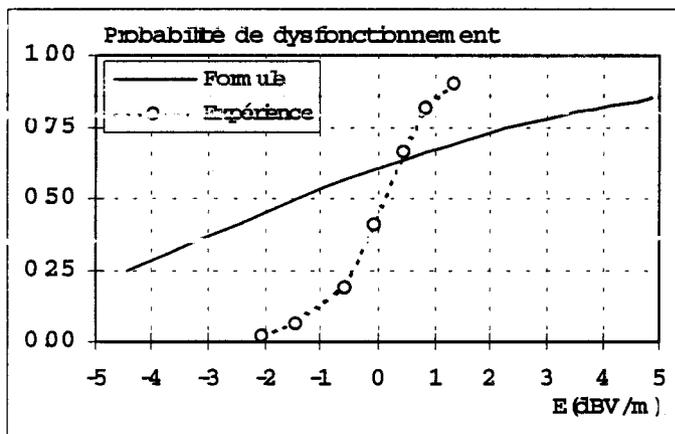


Figure III-26 Probabilité de dysfonctionnement pour un champ critique de 1 V/m

On constate que la variation de la probabilité de dysfonctionnement déduite de l'expérience est beaucoup plus brutale que celle déduite d'un calcul supposant un temps de réaction très bref du dispositif. L'origine du dysfonctionnement est en fait plus complexe. Pour s'en convaincre, on peut, par exemple, moduler le champ perturbateur par des impulsions. La Planche III-5 montre, pour différentes amplitudes de champ perturbateur, l'enregistrement simultané de l'enveloppe du champ incident et l'état de sortie du DST.

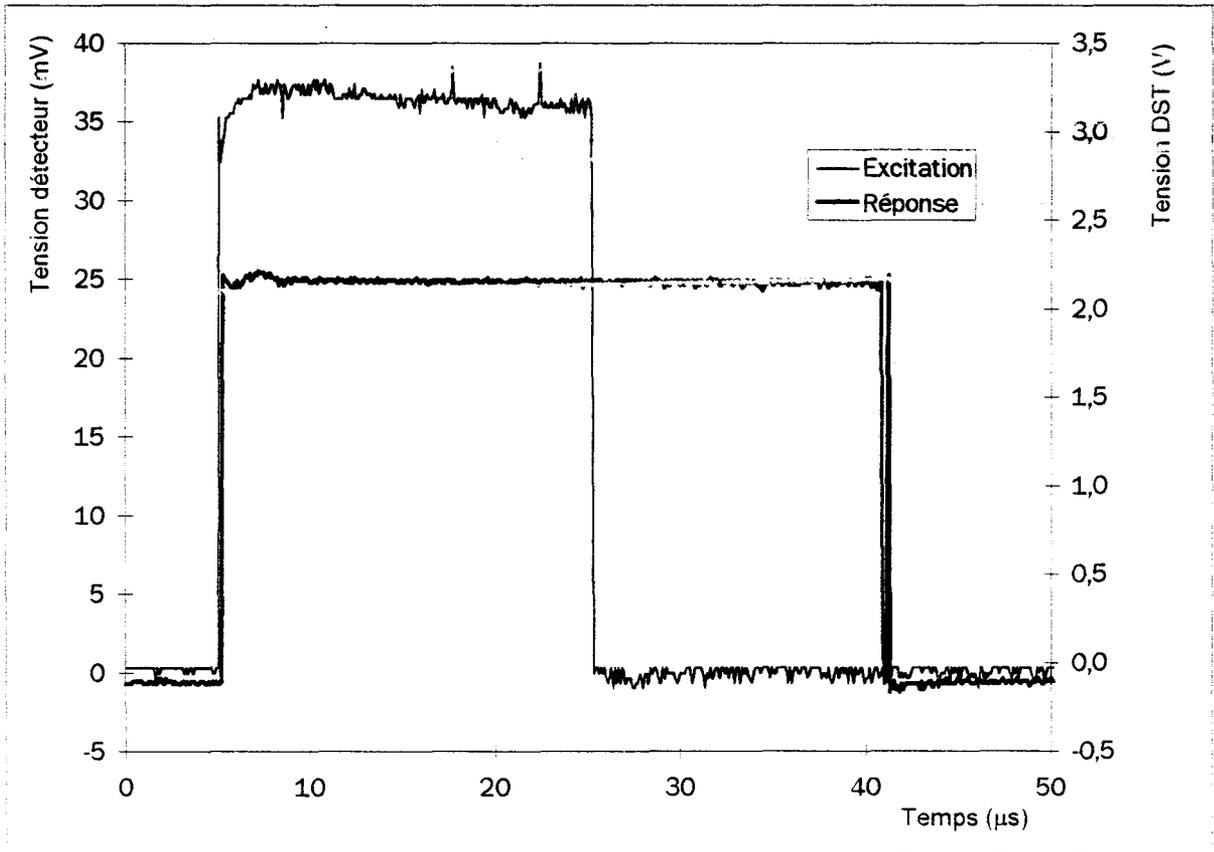
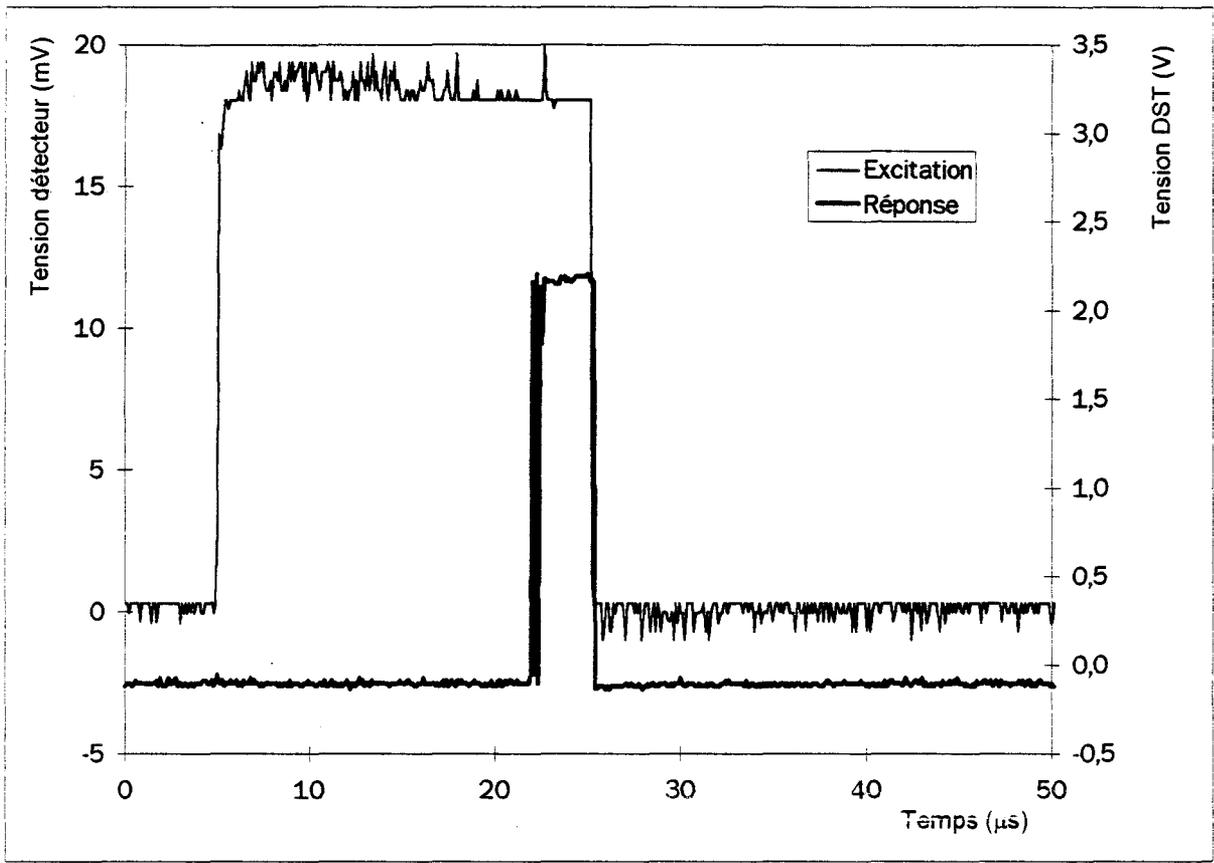


Planche III-5. Réponse du DST à une perturbation impulsionnelle

Pour un champ légèrement supérieur au champ critique, le DST n'entre en dysfonctionnement qu'après un temps de retard τ_1 de 17 μ s. Le DST recouvre un état non perturbé dès que le champ perturbateur disparaît. Si on augmente l'amplitude du champ, l'état perturbé apparaît sans délai mesurable après l'application du champ perturbateur.

Par contre, lorsque ce dernier disparaît, le DST ne recouvre un état normal qu'après un délai τ_2 de 16 μ s. Autrement dit, un effet d'inertie doit être pris en compte pour calculer la probabilité de dysfonctionnement.

Le comportement traduit par les courbes de la Figure III-26 explique de manière qualitative la différence de comportement des courbes de la Figure III-25. Bien entendu, τ_1 et τ_2 dépendent de l'amplitude du champ perturbateur par rapport au champ critique, mais on simplifiera le raisonnement en considérant un temps de retard moyen τ_m . Lorsque la valeur quadratique moyenne du champ perturbateur est inférieure au champ critique, le module n'entrera que rarement en dysfonctionnement. En effet, la probabilité que le champ soit supérieur à E_c pendant un temps supérieur à τ_m est faible.

Par contre, lorsque la valeur quadratique moyenne du champ perturbateur est supérieure au champ critique, le module sera souvent soumis à un champ très supérieur à E_c et restera pendant un temps τ_m dans un état perturbé. Ceci amène une probabilité de dysfonctionnement supérieure à celle qu'on déduit de la formule (III-16).

Plutôt que d'entreprendre des calculs fastidieux sur cette loi de probabilité, il faut remarquer que l'écart entre les caractéristiques relevées en chambre anéchoïque et en chambre réverbérante n'est significatif qu'au-delà de 1 GHz. Il est donc probable que l'erreur observée entre le seuil de dysfonctionnement mesuré par les deux méthodes trouvera sa source dans la deuxième hypothèse, celle liée à la nature isotrope du champ généré dans une chambre réverbérante.

b - différence liée à l'isotropie du champ perturbateur.

Lors de la mesure en chambre anéchoïque, nous avons illuminé le DST sous incidence rasante ($\varphi=\pi/2$). Warin a montré que c'est bien l'incidence la plus défavorable en dessous de 1 GHz. Mais rien ne prouve que ceci reste vrai aux fréquences plus élevées. Ainsi, il n'est pas à exclure que l'isotropie du champ perturbateur, lors de l'essai en chambre réverbérante, recrée des conditions d'illumination plus défavorables pour le DST, ce qui conduit à mesurer un champ critique inférieur à celui relevé lors de l'essai sous incidence rasante.

Pour étayer cette hypothèse, nous reprenons l'expérience menée en chambre anéchoïque en explorant d'autres angles d'incidence. En l'occurrence, nous inclinons de 30° le DST par rapport à la verticale. On relève toujours l'évolution fréquentielle du champ critique mesuré avec un capteur de type ACD-7 sensible à la polarisation verticale du champ perturbateur. Cette évolution est présentée Planche III-6 où nous avons superposé le résultat en incidence rasante et le seuil relevé en chambre réverbérante. Seules les fréquences supérieures à 1 GHz ont été explorées ; celles où une différence notable était observée entre les deux méthodes.

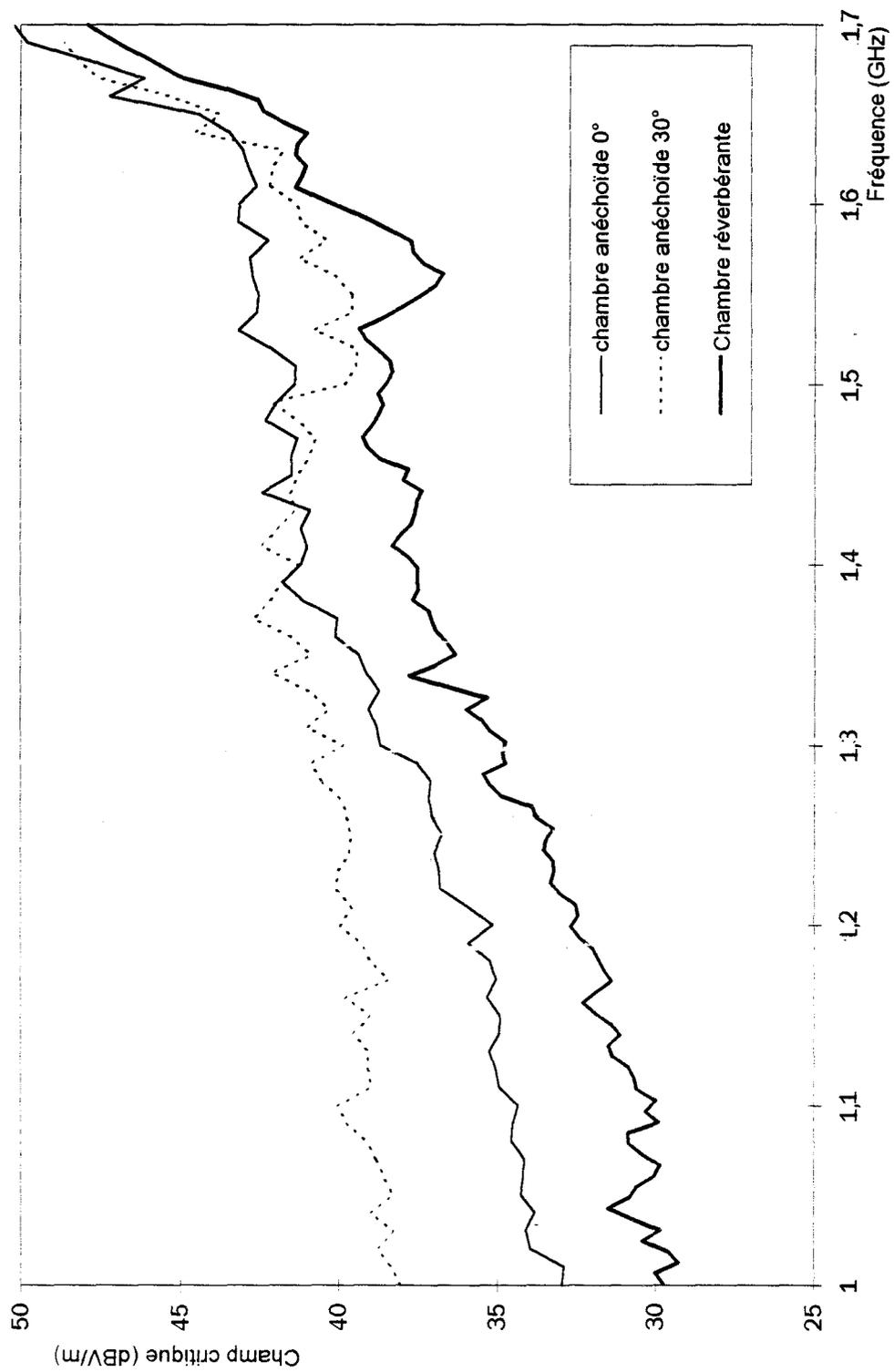


Planche III-6. Seuil de susceptibilité mesuré en chambre anéchoïque pour différents angles d'incidence

Ces courbes montrent clairement l'influence de l'angle d'incidence sur le niveau de susceptibilité relevé. En particulier, l'incidence de 30° est plus défavorable que l'incidence rasante pour les fréquences supérieures à 1.43 GHz. Le point intéressant est que les niveaux relevés en chambre anéchoïque sont toujours plus élevés que celui relevé en chambre réverbérante. Ce dernier semble tracer l'enveloppe négative des caractéristiques qui pourraient être relevées pour divers angles d'incidence. Ce phénomène corrobore l'hypothèse selon laquelle une illumination en chambre réverbérante recrée le cas d'incidence le plus défavorable pour le dispositif testé. C'est d'ailleurs la conclusion que nous avons tirée des expériences menées sur les monopôles électriques, présentées au deuxième chapitre.

Ceci nous amène à considérer différemment le protocole de test lié à chacune de méthodes. En chambre anéchoïque, il n'est pas possible, pour des raisons économiques évidentes, d'explorer toutes les incidences possibles. Si, par chance, le cas le plus défavorable correspond à l'incidence testée, on peut supposer que le résultat de l'essai est représentatif de sa susceptibilité.

Dans le cas contraire, on se rassure en supposant que pendant son utilisation normale, le DST sera exposé à un champ produit par une source située à proximité du sol, de sorte que l'incidence sera certainement rasante. Ce raisonnement est valable, par exemple, pour une voiture agressée par l'onde émise par un émetteur de télédiffusion.

Qu'en est-il, maintenant, d'un ordinateur situé dans une pièce fermée? Si les matériaux dont sont constitués les soi, murs et plafond sont partiellement réfléchissants, une agression électromagnétique, d'où qu'elle provienne peut subir une ou plusieurs réflexions avant d'arriver sur le matériel en question. La situation est encore plus confuse pour n'importe quel appareil électrique situé dans l'habitacle d'une automobile ou dans la carlingue d'un avion, par exemple.

C'est là que se révèle l'intérêt d'un test en chambre réverbérante. En effet, par principe, le moyen de test intègre l'aspect statistique d'une agression électromagnétique. En d'autres termes, un test en champ isotrope sera souvent plus sévère et plus reproductible qu'un test en onde plane. C'est ce qui ressort, entre autres, de nos mesures sur le module expérimental testé par les deux méthodes.

III.4 MESURE DE PERTURBATIONS EMISES

Les normes sur la compatibilité électromagnétique proposent des protocoles d'essai permettant d'évaluer le spectre électromagnétique émis par des équipements électroniques. La mesure du champ électrique provenant de l'équipement se fait alors à une distance de 10 mètres de celui-ci. Un tel essai peut être pratiqué en extérieur ou à l'intérieur d'une chambre anéchoïque blindée qui amène un excellent rapport signal à bruit.

Lors de l'essai, le dispositif à tester est en état de fonctionnement normal, un capteur ou une antenne calibrée mesure, en fonction de la fréquence, le champ électrique (vertical et horizontal) à une distance de 10 m.

Dans de nombreux cas, les dimensions de la chambre sont telles qu'il n'est pas possible d'éloigner autant le système de l'antenne de réception. On se contente alors d'une mesure à 3 m, en supposant que le champ évolue en $1/r$, ce qui permet d'extrapoler une mesure qui serait pratiquée à 10 m. Comme pour les essais en immunité, il convient de rechercher l'orientation de l'équipement qui produit, face à l'antenne, le champ maximum. Si on associe un repère sphérique au système testé, cela revient à explorer tous les angles azimutaux θ et d'élévation φ . En pratique, cette exploration exhaustive n'est pas envisageable ; on se limite alors à une mesure de perturbations émises dans un plan parallèle au sol ($\varphi = \pi/2$). Dans bien des cas, on restreint même la mesure à quatre orientations cardinales, voire une seule. L'amplitude du champ émis sera ensuite comparée au gabarit prescrit par les normes génériques.

Le problème est de savoir si un tel essai peut être transposé en chambre réverbérante. Nous n'entreprendrons pas d'expérience mais nous appuyerons notre raisonnement sur les résultats apportés par le deuxième chapitre.

On considère que l'équipement est assimilable à une antenne qui rayonne une puissance P_0 à laquelle on associe, pour chaque fréquence testée, un diagramme de rayonnement $D(\theta, \varphi)$. En chambre anéchoïque, un capteur de champ ou une antenne calibrée mesure le champ émis par l'équipement à une distance R . En supposant que le capteur est dans la zone de champ lointain, la densité de puissance W au niveau d'un capteur de champ peut s'exprimer par

$$W = \frac{P_0 D(\theta, \varphi)}{4\pi R^2} \quad (\text{III-19})$$

Bien entendu, la directivité dépend de la polarisation choisie (verticale ou horizontale). En champ lointain, le rapport de E/H s'apparente à l'impédance d'onde dans le vide, soit $\eta_0 = 120\pi \Omega$. Si on considère le cas de la polarisation verticale, on peut donc calculer le champ E_θ produit en fonction de la puissance émise et la directivité.

$$E_{\theta} = \frac{1}{R} \sqrt{30P_0 D_{\theta}(\theta, \varphi)} \quad (\text{III-20})$$

Le problème consiste alors à déterminer le produit $P_0 D_{\theta}(\theta, \varphi)$ et de savoir si cette information est accessible à partir d'une mesure en chambre réverbérante. Il est évident que l'essai en chambre réverbérante, dont les propriétés électromagnétiques impliquent un comportement isotrope, ne donnera pas accès à cette information de directivité. Cependant, on peut tirer d'un tel essai la puissance équivalente que rayonnerait un objet isotrope. En effet, il produirait dans la chambre un champ électrique dont l'amplitude peut être déduite des relations (II-36) et (II-81) dans lesquelles η_0 est remplacé par 120π :

$$E = \sqrt{\frac{30P_0 c Q}{V f}} \quad (\text{III-21})$$

- c Vitesse de la lumière = $3 \cdot 10^8$ m/s
- Q Coefficient de qualité de la chambre
- V Volume de la chambre
- P_0 Puissance injectée dans la chambre
- f Fréquence

Cet essai ne peut évidemment pas être mis en oeuvre au moyen du brassage électronique puisque nous ne contrôlons pas le spectre du signal émis par l'équipement. C'est donc au brassage mécanique qu'il faut recourir. Le paramètre inconnu restera la directivité, et en particulier la valeur maximale prise par la fonction $D_{\theta}(\theta, \varphi)$. Si l'on estime que le rayonnement de l'équipement offre une directivité maximale inférieure à 15 dB (rappelons qu'un cornet directif présente généralement un gain compris entre 10 et 20 dB), ce chiffre peut aider à situer un équipement vis à vis du gabarit imposé par la norme générique qu'on note ici E_{lim} .

Trois cas de figure peuvent alors se présenter :

- Premier cas : $E < E_{lim} - 15 \text{ dB}$. On est alors quasiment certain qu'une mesure en chambre anéchoïque donnera un champ inférieur à la limite fixée par ce gabarit.
- Deuxième cas : $E_{lim} - 15 \text{ dB} < E < E_{lim}$. Le doute subsiste et une mesure en chambre anéchoïque s'impose.
- Troisième cas de figure, $E > E_{lim}$. Il y aura forcément dépassement du gabarit.

L'essai en chambre réverbérante peut ainsi aider à situer rapidement le rayonnement d'un équipement, ce qui peut s'avérer intéressant dans la phase de qualification.

III.5 LA CHAMBRE REVERBERANTE DANS LE CONTEXTE NORMATIF.

Depuis le 1^{er} janvier 1996, l'application de la directive européenne 89/336/CE est obligatoire dans tous les pays membres de la Communauté Européenne. Cette directive, concernant la compatibilité électromagnétique, s'applique à tout appareil susceptible de créer une perturbation électromagnétique ainsi qu'à ceux dont le fonctionnement risque d'être affecté par ces perturbations.

Le terme "appareil" désigne les équipements, appareils électriques et les systèmes qui contiennent des composants électriques et/ou électroniques. Sont exclus du champ d'application de cette directive les équipements non disponibles dans le commerce réservés à la radio-communication entre amateurs, les appareils à usage médical (ISM), ainsi que les équipements destinés à être connectés au réseau public des télécommunications. Parmi tous les autres équipements, la définition d'appareil est bien entendu sujette à interprétation et suscite de nombreux débats. Par exemple, les ampoules à incandescence simples ont récemment été exclues du champ d'application de cette directive.

L'objectif visé par de la directive est de permettre le bon fonctionnement des appareils électriques en présence de perturbations électromagnétiques. Les appareils concernés doivent donc répondre à deux contraintes simultanées. D'une part, ne pas générer de perturbations supérieures à un certain seuil. D'autre part, être capables de fonctionner normalement en présence de perturbations supérieures à une certaine limite. La conformité aux normes visées par la directive permet l'apposition du marquage "CE". Les appareils munis de ce marquage sont présumés respecter les exigences de compatibilité électromagnétique et peuvent circuler librement à l'intérieur de la Communauté Européenne.

Concernant les appareils conçus spécifiquement pour l'émission des radiocommunications (article 10.5), le constructeur est tenu d'obtenir l'attestation "CE de type" auprès d'un organisme notifié. Pour les autres appareils (articles 10.1 et 10.2) deux options sont possibles : soit le constructeur sous-traite la certification à un organisme compétent, soit il investit dans le matériel nécessaire aux mesures et s'auto-certifie. Dans les deux cas, le constructeur doit tenir à disposition des autorités compétentes un dossier technique attestant de cette conformité.

Les différents types d'essais à mener peuvent être subdivisés en deux groupes : perturbations conduites et perturbations rayonnées. Dans chacun des cas, il faut caractériser les perturbations émises par l'appareil (tests en émission) et le niveau d'immunité (tests en réception). Parmi les différents tests à effectuer pour certifier un appareil conforme, citons par exemple

- Test d'immunité aux décharges électrostatiques (DES). Bien que sévère pour l'équipement testé, cet essai est relativement facile à mettre en oeuvre. Le matériel nécessaire se réduit à un générateur haute tension et un pistolet à décharge.
- Mesure des perturbations conduites sur le secteur. Pour mener cet essai, il faut un réseau stabilisateur d'impédance de ligne (RSIL) et un analyseur de spectre basse fréquence.
- Mesure d'immunité aux perturbations transitoires rapides provenant des différents ports d'entrée de l'appareil (câble secteur, liaisons de contrôle et de commande...). Là encore, il faut disposer d'un générateur haute tension spécifique associé à une pince de couplage.
- Mesure de l'intensité du champ électromagnétique rayonné entre 30 et 1000 MHz. C'est ici qu'intervient l'investissement le plus important puisque cet essai doit être réalisé en chambre anéchoïque, avec l'appareillage adéquat (antennes, analyseur de spectre...).
- Mesure d'immunité aux champs électromagnétiques rayonnés entre 80 et 1000 MHz. Comme pour la mesure en émission, cet essai se réalise en chambre anéchoïque. Ici, un analyseur de spectre est inutile, mais il faut disposer d'un amplificateur de puissance (environ 20W) pour atteindre les niveaux de champ spécifiés par les normes. A titre d'indication, le champ électrique à générer atteint 3V/m pour les équipements destinés à un usage en zone résidentielle, et 10 V/m modulés en amplitude (1kHz, 80%) pour les équipements destinés à une utilisation en milieu industriel. Ces niveaux de champ sont loin d'être importants. Par exemple, 3V/m, c'est le champ qu'on trouvera à environ trois mètres d'un téléphone GSM 2 Watts.

Bien que la chambre réverbérante ne soit pas encore reconnue par les organismes normatifs pour procéder aux essais d'émission ou d'immunité, on peut penser que ce moyen de test peut apporter des avantages et des informations complémentaires, malgré quelques inconvénients inhérents à son principe de fonctionnement.

En effet, la chambre réverbérante est un dispositif qui convient principalement aux essais menés à des fréquences supérieures à la centaine de MHz puisque la plus basse fréquence à laquelle on peut jouir de ses propriétés électromagnétiques est inversement proportionnelle à la racine carrée de son volume. Disposant d'un volume de 50 m³, la fréquence minimale se situe vers 300 ou 400 MHz. Pour mener les essais à la fréquence de 30 MHz, requise par les normes, il faudrait disposer d'une chambre dont les dimensions sont d'une vingtaine de mètres!

Cependant, il faut reconnaître qu'en chambre anéchoïque, les moyens simulant la propagation en espace libre ne reproduisent bien souvent les conditions de l'onde plane que pour les fréquences supérieures à 100 ou 200 MHz. Ceci provient des propriétés électromagnétiques des absorbants qui ne sont efficaces que lorsque leur dimension est supérieure à la longueur d'onde. Passons à une fréquence limite de 100 MHz en chambre réverbérante, les dimensions doivent être d'environ 7 m, ce qui devient plus acceptable. De plus, des solutions sont étudiées pour utiliser une chambre

réverbérante de taille modeste dans le domaine basse fréquence. Par exemple, Marvin [25] a montré qu'en introduisant des réflecteurs disposés aléatoirement à la périphérie de l'enceinte, la densité de modes était accrue, ce qui devrait permettre de diminuer la fréquence basse d'utilisation.

La chambre réverbérante peut également servir à explorer des fréquences où le risque de pollution électromagnétique est particulièrement intense. Citons, par exemple, les risques qui proviennent du téléphone mobile 900 MHz et 1800 MHz, ainsi que les risques liés à la récente libération du spectre autour de 2.45 GHz.

Dans le cadre restreint de la certification d'un produit vis-à-vis de telle ou telle norme, le recours à une chambre réverbérante n'est toutefois, dans l'immédiat, pas indispensable. Citons quand-même l'exception des câbliers qui désirent exporter vers le continent nord-américain. En effet, on leur demande dès maintenant de spécifier l'efficacité de blindage de leurs câbles conformément à une note technique du CEI [26] qui exploite la technique de la chambre réverbérante à brassage mécanique.

Si on s'intéresse maintenant à la phase de conception d'un produit, la mise en conformité nécessite souvent de multiples allers-retours entre le laboratoire CEM et l'atelier de fabrication. Si l'entreprise ne veut (ou ne peut) investir dans une chambre anéchoïque, nous pensons qu'un test en chambre réverbérante peut constituer un substitut intéressant, au moins d'un point de vue quantitatif. Dans bien des cas, ce moyen d'essai donnera des informations relatives sur l'efficacité de telle ou telle modification. Nous avons, par exemple, montré dans le paragraphe précédent comment une mesure en chambre réverbérante permettait d'extrapoler un test en émission.

Si l'entreprise dispose, comme c'est fréquemment le cas, d'une cage de Faraday, l'investissement sera tout à fait envisageable.

CONCLUSIONS

Dans ce troisième chapitre, les applications concrètes des chambres réverbérantes ont été abordées. La première application détaillée est certainement la plus classique : la mesure d'efficacité de blindage. Une note technique du CEI propose en effet un protocole d'essai basé sur le brassage mécanique pour l'évaluation de l'immunité électromagnétique dans le domaine micro-onde. Aussi, nous nous sommes attachés à situer la technique toute récente du brassage électronique par rapport à la technique du brassage mécanique.

Un essai comparatif mené sur un échantillon de câble a permis de montrer que les deux méthodes donnaient bien des résultats très semblables. Par rapport au brassage mécanique, le brassage électronique procure une dynamique d'amplitude nettement inférieure. Cette réduction de dynamique est due au principe même du brassage électronique qui impose de mesurer la puissance de fuite dans une bande de fréquence supérieure au MHz. Le seuil de sensibilité du récepteur s'en trouve alors rehaussé de manière pénalisante. Pour disposer d'une dynamique acceptable, l'utilisation d'amplificateurs de puissance s'impose. En contrepartie le temps nécessaire à une expérience est réduit d'un facteur 5 à 10, ce qui constitue un avantage net.

La deuxième partie de ce chapitre fut consacrée à la recherche des fréquences caractéristiques d'un système. Plus particulièrement, nous avons montré que la chambre réverbérante constitue un moyen rapide et précis pour retrouver les fréquences de résonance internes pour lesquelles un équipement a la plus grande probabilité d'être perturbé, voire détruit, par une agression électromagnétique. Encore une fois, la technique du brassage électronique permet de réduire le temps de l'essai de manière significative par rapport au brassage mécanique. Une largeur de bruit importante procure une homogénéité satisfaisante et un temps d'investigation très court mais risque de déformer la réponse d'un système présentant des résonances très fines. Nous proposons alors un protocole d'essai en deux temps qui permet de satisfaire un compromis entre le temps d'exécution et la résolution de la mesure.

La mesure de susceptibilité électromagnétique, objet de la troisième partie de ce chapitre, est un essai qui est classiquement mené en chambre anéchoïque. Warin a récemment montré la faisabilité de ce type d'essai à l'aide de la chambre réverbérante à brassage mécanique de modes. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes exclusivement consacrés à démontrer la faisabilité d'un tel essai avec le brassage électronique.

Nos résultats comparatifs entre une mesure effectuée en chambre réverbérante et une mesure menée en chambre anéchoïque ont montré une bonne concordance, ce qui valide la méthode proposée. Les légères différences observées semblent provenir de la nature isotrope du champ électromagnétique généré dans une chambre réverbérante. Plus précisément, l'essai en chambre réverbérante paraît plus sévère puisque l'isotropie du champ recrée les pires conditions d'incidence et de polarisation du champ perturbateur. Ces conclusions s'appuient sur un essai

pratiqué sur un dispositif peu directif. Il n'est pas certain qu'elles seraient vérifiées dans des cas particuliers, notamment lorsqu'un équipement est perturbé par une onde électromagnétique qui se couple à des voies naturelles de pénétrations telles que des antennes (couplage "front door").

Outre la résistance aux agressions extérieures, la compatibilité électromagnétique d'un équipement exige que les perturbations émises par ce même équipement soient inférieures à un certain seuil défini dans les normes génériques. Encore une fois, la mesure de perturbations émises est classiquement menée en chambre anéchoïque. Par l'exploitation des résultats exposés au deuxième chapitre, nous avons montré qu'un essai pratiqué en chambre réverbérante permettait d'obtenir des informations qualitatives précieuses lors de la phase de développement d'un produit.

La chambre réverbérante apparaît donc comme un outil complémentaire aux chambres anéchoïques pour les essais en immunité ou en émission. Toutefois, dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons exposé les limites de ce nouveau moyen d'essai au regard des fréquences de test préconisées par les normes visées par la récente directive européenne sur la CEM. Les fréquences basses de 30 MHz en émission et 80 MHz en susceptibilité ne sont à l'heure actuelle pas envisageables avec une chambre réverbérante de dimensions raisonnables. Néanmoins, des recherches en vue de diminuer la fréquence basse d'utilisation des chambres réverbérantes, ainsi que l'évolution probable des normes actuelles vers 3 GHz pourraient bien positionner les chambres réverbérantes comme un substitut intéressant des chambres anéchoïques, bien plus onéreuses.

CONCLUSION GENERALE

Le travail exposé dans notre thèse constitue une contribution à l'évaluation des possibilités offertes par les chambres réverbérantes à brassage de modes pour les mesures d'immunité électromagnétique dans le domaine micro-onde. La technique récente du brassage électronique a particulièrement focalisé notre attention. Nos premières investigations ont permis de mettre en évidence ses avantages et inconvénients par rapport à la technique classique du brassage mécanique.

Les phénomènes physiques qui sont à l'origine des propriétés caractéristiques du champ électromagnétique généré à l'intérieur d'une chambre réverbérante ne sont pas encore totalement maîtrisés. L'approche classique qui considère la chambre comme une cavité électromagnétique parallélépipédique est un outil didactique précieux pour aborder le problème d'un point de vue qualitatif. Cette approche, exposée au premier chapitre, permet d'expliquer comment le brassage de modes propres de la cavité conduit à un champ dont les fluctuations spatiales et fréquentielles sont considérablement réduites par rapport à celles qu'on observerait dans une cage de Faraday. L'uniformité du champ est obtenue en moyenne sur une rotation du brasseur de modes, ce qui conduit à parler d'homogénéité statistique de l'amplitude du champ électromagnétique.

Aucune direction de propagation n'étant privilégiée, le champ est par ailleurs statistiquement isotrope. Ces propriétés d'homogénéité et d'isotropie constitue l'atout majeur des chambres réverbérantes puisqu'il n'est pas nécessaire de faire subir de quelque rotation aux équipements testés afin d'exposer successivement toutes ces faces à l'agression électromagnétique. Outre un gain de temps précieux les essais bénéficient également d'une excellente reproductibilité.

D'un point de vue théorique, l'approche modale semble convenir dans la partie basse du spectre mais conduit à des incohérences avec l'expérience dès lors que la fréquence devient supérieure au GHz. Aussi, il nous a paru intéressant d'aborder le problème par une approche différente dans laquelle l'amplitude du champ électrique ou magnétique se comporte comme une variable aléatoire. Nous partons du principe selon lequel les paramètres statistiques (moyenne ou maximum) de cette variable ne dépendent que de l'énergie emmagasinée par la chambre. Moyennant cette hypothèse, les propriétés d'ergodisme, démontrées expérimentalement, permettent également d'expliquer l'homogénéité du champ dans le volume de l'enceinte.

Une étude quantitative inédite de cette homogénéité a ensuite été entreprise. Nous avons pour cela défini un critère chiffrable qui correspond au plus grand écart d'amplitude du champ observé en différents endroits. Ce critère est semblable à celui utilisé dans les normes relatives à la caractérisation des chambres anéchoïdes.

Dans le cas du brassage électronique, un système de mesure basé sur une exploration spatiale continue a été développé au CEG. Les résultats obtenus ont montré une légère détérioration de

l'homogénéité avec la fréquence, ce qui est en contradiction avec une description modale de la chambre. Cette contradiction confirme la nécessité d'aborder le fonctionnement des chambres réverbérantes par une autre approche que celle basée sur une succession modes propres de plus en plus rapprochés.

L'homogénéité que procure le brassage mécanique a été quantifiée sur l'installation du LRPE. Ne disposant pas de dispositif assurant le déplacement continu d'un capteur de champ, nous avons mis à profit les propriétés d'ergodisme de l'amplitude du champ électromagnétique pour augmenter virtuellement le nombre de points de mesure et obtenir ainsi des paramètres statistiques réalistes. Les résultats ont montré une évolution insoupçonnée de l'homogénéité en fonction de la fréquence. Lorsqu'on considère l'amplitude moyenne sur un tour du brasseur, la fréquence joue un rôle mineur alors que pour l'amplitude maximale, l'homogénéité semble encore une fois se détériorer légèrement en haute fréquence. Ce phénomène inattendu mérite une étude plus approfondie.

Les propriétés des antennes immergées dans l'ambiance électromagnétique d'une chambre réverbérante ont été, dans le deuxième chapitre, abordées de manière théorique et expérimentale. Notre intérêt s'est d'abord porté vers le comportement des monopôles électriques pour s'étendre ensuite au cas général des antennes.

Grâce à l'introduction de la notion d'onde plane équivalente, la puissance recueillie sur une antenne peut se déduire d'un raisonnement basé sur la théorie classique des antennes utilisées en espace libre. L'aire équivalente de l'antenne est calculée à partir des propriétés d'isotropie du champ et ne dépend alors plus des caractéristiques de cette antenne, notamment sa directivité. Cette propriété est vérifiée tant que les dimensions de l'antenne sont inférieures à une fraction de la longueur d'onde, comme l'ont montré nos expériences sur les monopôles, validée par une approche théorique simplifiée.

L'amplitude du champ électromagnétique généré dans la chambre dépend bien sûr de la puissance qu'y rayonne l'antenne d'émission. Contrairement aux chambres anéchoïdes, les chambres réverbérantes sont capables d'emmagasiner l'énergie injectée, ce qui a pour effet d'accroître significativement le niveau de champ. Le coefficient de qualité de l'enceinte traduit cette aptitude à accumuler de l'énergie.

La littérature propose des formulations théoriques du coefficient de qualité de la chambre en fonction de ses caractéristiques physiques et géométriques. Après avoir exposé les hypothèses conduisant aux prédictions théoriques, nous avons entrepris une comparaison expérimentale. Les résultats obtenus par deux techniques de mesure différentes convergent vers la même valeur, dix ou vingt fois inférieure aux prévisions théoriques. Cet écart théorie / expérience a été observé par plusieurs auteurs et fait l'objet de recherches actuellement menées au LRPE par F. PEZIN.

Les quelques lacunes dans l'effort de compréhension du fonctionnement des chambres réverbérantes ne constituent aucunement un obstacle à son utilisation pour la mesure d'immunité électromagnétique dans la gamme de fréquence supérieure à quelques centaines de MHz. Nous avons en effet montré à travers divers exemples, décrits au troisième chapitre, ses possibilités attrayantes dans plusieurs domaines.

Pour la mesure d'efficacité de blindage, la chambre réverbérante à brassage mécanique constitue maintenant une référence. Nous avons donc exclusivement axé notre travail sur les possibilités offertes par le brassage électronique. Une étude comparative menée sur un échantillon de câble tressé a montré une excellente concordance entre ces deux techniques quant aux niveaux mesurés. La différence réside principalement dans la dynamique d'amplitude de mesure et dans le temps d'exécution d'un essai. Si le brassage électronique se révèle cinq à dix fois plus rapide, la dynamique est réduite d'au moins 50 dB, ce qui rend cette technique de brassage peu appropriée à la caractérisation de liaisons blindées à très haute immunité.

Dans le domaine militaire, les systèmes d'armes doivent être capables de résister à une agression micro-onde de forte puissance. Pour des raisons de sécurité, l'essai en illumination réelle se doit d'être mené dans les pires configurations d'incidence, de polarisation et de fréquence de l'onde incidente. La recherche de ces paramètres dans une large plage de fréquences est une opération relativement longue. Par des expériences menées sur un dispositif résonant, nous avons montré que les chambres réverbérantes, qu'elles soient à brassage mécanique ou électronique, peuvent apporter rapidement des informations précises sur les fréquences caractéristiques des systèmes, celles pour lesquelles il a la plus grande probabilité d'être perturbé ou détruit.

Lors de travaux récents, Warin a montré la faisabilité de mesures de susceptibilité électromagnétique en chambre réverbérante à brassage mécanique. Nous avons poursuivi cette étude en évaluant les possibilités offertes par le brassage électronique. L'objectif était d'évaluer l'amplitude du champ électrique qui provoque un défaut de fonctionnement d'un module de test réalisant une fonction logique de base. Une comparaison des résultats avec une mesure en chambre anéchoïde a montré une bonne corrélation entre ces deux techniques de mesures. Les légères différences de niveau mesuré sont, semble-t-il, attribuables à l'isotropie du champ d'une chambre réverbérante qui recrée les conditions les plus défavorables d'incidence.

Malgré les avantages que procure un essai en chambre réverbérante, cette technique de mesure ne peut, à l'heure actuelle, se substituer à la méthode de la chambre anéchoïde pour la certification d'équipements électroniques conformément aux procédures d'essai préconisées par les normes. D'une part, les textes normatifs imposent une illumination de type onde plane, d'autre part, pour abaisser la fréquence basse de fonctionnement à une trentaine de MHz, il faudrait disposer d'une enceinte aux dimensions démesurées. Nous avons toutefois montré qu'un essai en chambre réverbérante, rapide et peu onéreux, peut apporter des informations

qualitatives sur la compatibilité électromagnétique d'un équipement et permet d'apprécier l'impact d'une modification lors de la phase de développement.

De nombreuses investigations théoriques et expérimentales ont été réalisées depuis l'apparition, d'abord en acoustique, puis en électromagnétisme, des chambre réverbérantes. Bien des questions restent néanmoins en suspens. Par exemple, on ne sait pas encore corréler précisément les résultats obtenus en chambre anéchoïdes et réverbérantes. L'apparition d'un modèle fiable serait, à cet égard, des plus profitables. Par ailleurs, des interrogations subsistent quant aux possibilités d'exploiter les chambres réverbérantes pour simuler l'agression d'un système par des signaux extrêmement brefs dont la durée est inférieure à la microseconde.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **Y. NAITO, T. MIZOMOTO, M. TAKAHASHI, S. KUNEIDA**
Anechoic Chamber Having Multi-Layer Electromagnetic Wave Absorbers of Sintered Ferrite and Ferrite Composite Membrane
IEEE Int. Symp. on EMC, Chicago, August 1994
- [2] **A. CHAROY, M. BERANGER**
Amortissement de cage de Faraday par procédé FARASORB
7^{ème} colloque int. sur la Compatibilité Electromagnétique, Toulouse, Mars 1994
- [3] **BOLOMEY**
Aperture Coupling to a Coaxial Airline: Theory and Experiments
IEEE Trans. on EMC, Vol 35 N°1, pp 69-74, Feb. 1993.
- [4] **W. B. SABINE**
COLLECTED PAPERS ON ACOUSTICS.
New York: Dover Publications, 1964
- [5] **T. A. LOUGHRY**
Frequency stirring : an alternate approach to mechanical mode-stirring for the conduct of electromagnetic susceptibility testing
Philips Laboratory Technical Report PL-TR-91-1036. November 1991
- [6] **C. A. BALANIS**
ADVANCED ENGINEERING ELECTROMAGNETICS.
John Wiley & Sons. 1989
- [7] **B. H. LIU, D. C. CHANG AND M. T. MA**
Eigenmodes and the composite quality factor of a reverberating chamber.
NBS Technical Note 1066, August 1983.
- [8] **M. W. ZEMANSKY**
HEAT AND THERMODYNAMICS 5TH EDITION
Mac Graw-Hill 1968.
- [9] **BESNIER**
Analyse modale d'une chambre réverbérante à brasseur de modes à l'aide d'une simulation numérique de la propagation du champ électromagnétique basée sur la méthode TLM
8^{ème} colloque int. sur la Compatibilité Electromagnétique, Lille, Sept. 1996

- [10] **P. CORONA, G. LATMIRAL, E. PAOLINI, L. PICCIOLI**
Use of a Reverberating Enclosure for Measurements of Radiated Power in the Microwave Range
IEEE Trans. on EMC, Vol 18 N°2, pp 54-59, May 1976.
- [11] **M. L. CRAWFORD, G. H. KOEPKE**
Design, evaluation and use of a reverberating chamber for performing electromagnetic Susceptibility / Vulnerability measurements.
NBS Technical Note 1092, April 1986.
- [12] **W. JARVA**
Shielding Tests for Cables and Small Enclosures in the 1- to 10 GHz Range
IEEE Trans. on EMC, Vol 12 N°1, pp 12-24, Feb. 1970.
- [13] **D. WARIN**
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 en électronique - Lille. Janvier 1996
- [14] **J. D. KRAUS**
ANTENNAS 2nd ed.
Mc Graw-Hill . New York 1988
- [15] **L-C SHEN, T. T. WU, R. W. P. KING**
A Simple Formula of Current in Dipole Antennas
IEEE Trans. on Ant. and Prop., Vol AP-16 N°5, pp 542-547, Sep. 1968.
- [16] **T. DO-NHAZ, R. H. MACPHIE**
The Admittance of Monopole Antenna Fed through a Ground Plane by a Coaxial Line
IEEE Trans. on Ant. and Prop., Vol AP-39 N°8, pp 1243-1247, Aug. 1991.
- [17] **N. LAMBLAIN, P. BESNIER, L. KONE, B. DEMOULIN**
Comportement électromagnétique d'objets volumiques immergés en chambre réverbérante à brasseur de modes
Rapport LRPE-USTL / CEG. Février 1995
- [18] **D. G. THOMAS, G. R. BRANNER**
A New Technique for Optimizing Mode-Stirred Chambers Efficiency
IEEE Int. Symp. on EMC, Atlanta 1995

- [19] **P. CORONA, G. LATMIRAL, E. PAOLINI**
Performance of a Reverberating Enclosure for Power Measurements in the Microwave Range
IEEE Int. Symp. on EMC, Montreux, Juin 1995
- [20] **J. M. DUNN**
Local, High-Frequency Analysis of the Fields in a Mode-Stirred Chamber
IEEE Trans. on EMC, Vol 32 N°1, pp 53-58, Feb. 1990.
- [21] **R. E. RICHARDSON**
Mode-Stirred Calibration Factor, Relaxation Time, and Scaling Laws
IEEE Trans. on Instr. and Meas, Vol IM-34 N°4, pp 573-580, Dec. 1985.
- [22] **JOHNSON, HATFIELD**
Mode-Stirred Chamber Shielding Effectiveness Testing...
IEEE Trans. on EMC, Vol 35 N°1, pp 69-74, Feb. 1993.
- [23] **D.A. HILL, M.L. CRAWFORD, M. KANDA, D.I. WU**
Aperture Coupling to a Coaxial Airline: Theory and Experiments
IEEE Trans. on EMC, Vol 35 N°1, pp 69-74, Feb. 1993.
- [24] **F. DE COULON**
THEORIE ET TRAITEMENT DES SIGNAUX.
Presse polytechnique et universitaire romandes. 1996
- [25] **A. C. MARVIN, J. A. S. ANGUS, J. F. DAWSON, J. CLEGG**
Enhancements to Stirred Mode Chambers by the Use of Pseudo-Random Phase Reflection Gratings
Int. Symp. on electromagnetic Compatibility, Rome, September 1994
- [26] **IEC / TC 46A**
Reverberation chamber method for measuring the screening attenuation of passive microwave components
August 1992
- [27] **C. E. BAUM, E. L. BREEN, J. C. GILES, J. O'NEILL, G. SOWER**
Sensors for Electromagnetic Pulse Measurements both inside and away from nuclear source regions.
IEEE Trans. on Ant. and Prop., Vol AP-26 N°1, pp 22-34, Feb. 1978.

ANNEXE A
CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DANS UNE CAVITE
PARALLELEPIPEDIQUE

Le problème consiste à résoudre les équations de Maxwell dans le cas général

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\mathbf{M} - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A-1a})$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{A-1b})$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho_e \quad (\text{A-1c})$$

$$\text{div } \mathbf{B} = \rho_m \quad (\text{A-1d})$$

où ρ_e et ρ_m sont respectivement les charges électriques et magnétiques. \mathbf{J} et \mathbf{M} sont les densités de courant électriques et magnétiques. Bien que fictives, les charges et courants magnétiques peuvent être introduits dans les équations pour les rendre symétriques et permettre ainsi la résolution d'un problème par dualité.

Dans le cas général, ces équations suffisent pour connaître la distribution de \mathbf{E} et \mathbf{H} dans une structure quelconque. D'un point de vue mathématique, il est toutefois plus facile de déduire ces quantités à partir de potentiels vecteurs et scalaires. On distingue alors deux cas, soit il n'y a pas de charges électriques, soit il n'y a pas de charges magnétiques:

1. Pas de charges magnétiques

Si $\rho_m = 0$, l'équation (A-1d) devient $\text{Div } \mathbf{B} = 0$. Or, on sait que la divergence d'un rotationnel est toujours nulle. On écrit donc que \mathbf{B} est le rotationnel d'un potentiel vecteur \mathbf{A}

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (\text{A-2})$$

Le champ magnétique déduit du potentiel vecteur \mathbf{A} est noté \mathbf{H}_a .

$$\mathbf{H}_a = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \mathbf{A} \quad (\text{A-3})$$

Puisqu'il n'y a pas de charges magnétiques, $\mathbf{M} = 0$ et (A-1a) devient

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -j\omega \text{rot } \mathbf{A} = \text{rot}(-j\omega \mathbf{A}) \quad (\text{A-4})$$

que l'on peut encore écrire

$$\text{rot}(\mathbf{E} + j\omega \mathbf{A}) = 0 \quad (\text{A-5})$$

L'analyse vectorielle nous apprend que le rotationnel d'un gradient est toujours nul. En physique, on dit qu'une grandeur dont le rotationnel est nul dérive d'un potentiel que nous appellerons ici ϕ_e .

$$\mathbf{E} + j\omega\mathbf{A} = -\text{grad } \varphi_e \quad (\text{A-6})$$

On peut donc déduire le champ électrique noté \mathbf{E}_a déduit des potentiels scalaires et vectoriels φ_e et \mathbf{A} .

$$\mathbf{E}_a = -\text{grad } \varphi_e - j\omega\mathbf{A} \quad (\text{A-7})$$

L'équation de propagation du potentiel vecteur \mathbf{A} se déduit en prenant le rotationnel de (A-3)

$$\text{rot } \mathbf{H}_a = \text{rot}\left(\frac{1}{\mu_0} \text{rot } \mathbf{A}\right) \quad (\text{A-8})$$

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{A}) = \mu_0 \text{rot } \mathbf{H}_a = \mu_0 \left(\mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\right) \quad (\text{A-9})$$

On utilisera ici l'identité vectorielle

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{V}) = \text{grad}(\text{div } \mathbf{V}) - \nabla^2 \mathbf{V} \quad (\text{A-10})$$

En remplaçant \mathbf{D} par $\epsilon_0 \mathbf{E}_a$, il vient

$$\text{grad}(\text{div } \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{J} + j\omega\epsilon_0 \mu_0 \mathbf{E}_a \quad (\text{A-11})$$

En remplaçant \mathbf{E}_a par sa valeur donnée par (A-7), on obtient une équation qui relie le potentiel vecteur \mathbf{A} et la densité de courant \mathbf{J} qui lui donne naissance:

$$\nabla^2 \mathbf{A} + j\omega\epsilon_0 \mu_0 (-\text{grad } \varphi_e - j\omega\mathbf{A}) - \text{grad}(\text{div } \mathbf{A}) = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (\text{A-12})$$

En posant $k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$, on a

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J} - \text{grad}(j\omega\epsilon_0 \mu_0 \varphi_e + \text{div } \mathbf{A}) \quad (\text{A-13})$$

Puisque \mathbf{A} est un vecteur arbitraire, on peut le définir en fixant sa divergence de telle manière que le dernier membre de (A-13) soit nul. Cette convention est appelée jauge de Lorentz:

$$\text{div } \mathbf{A} = -j\omega\epsilon_0 \mu_0 \varphi_e \quad (\text{A-14})$$

Dans ces conditions, \mathbf{A} est parfaitement déterminé et est relié à la densité de courant par

$$\boxed{\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J}} \quad (\text{A-15})$$

En prenant le gradient de (A-14), on peut également expliciter \mathbf{E}_a uniquement à partir du vecteur \mathbf{A}

$$\boxed{E_a = -j\omega A - j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \text{grad}(\text{div}A)} \quad (\text{A-16})$$

On examine maintenant l'autre cas, c'est-à-dire lorsque $\rho_m \neq 0$ et $\rho_e = 0$

2. Pas de charges électriques

Lorsqu'il existe des charges magnétiques et pas de charges électriques, on déduit le champ E et le champ H à partir d'un potentiel vecteur F et un potentiel scalaire ϕ_m . Les champs seront alors notés E_f et H_f

Comme pour le cas précédent, on part du fait que l'absence de charges électriques amène

$$\text{div} D = 0 \quad (\text{A-17})$$

D est donc le rotationnel d'un vecteur que nous noterons F. Pour des raisons de symétries entre les équations, on pose plutôt

$$D = -\text{rot} F \quad (\text{A-18})$$

Ce qui permet d'exprimer le champ électrique en fonction de F

$$\boxed{E_f = -\frac{1}{\epsilon_0} \text{rot} F} \quad (\text{A-19})$$

Grâce à la dualité entre E et H, il n'est pas nécessaire de refaire le même calcul et il suffit de remplacer toutes les grandeurs par leur duale:

$M \neq 0, \rho_m \neq 0$		$J \neq 0, \rho_e = 0$
E_a	→	H_f
H_a	→	$-E_f$
J	→	M
A	→	F
ϕ_e	→	ϕ_m
ϵ_0	→	μ_0
μ_0	→	ϵ_0

On obtient alors une autre équation de propagation :

$$\boxed{\nabla^2 F + k^2 F = -\epsilon_0 M} \quad (\text{A-20})$$

et en utilisant une jauge duale, on déduit le champ magnétique

$$\boxed{H_f = -j\omega F - j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \text{grad}(\text{div}F)} \quad (\text{A-21})$$

Dans le cas particulier où il n'existe ni charges électriques, ni charges magnétiques, les deux équations de propagations (A-15) et (A-20) doivent être vérifiées simultanément et le champ électromagnétique est la superposition des champs obtenus par chacune des deux méthodes. C'est-à-dire qu'on écrira $E=E_a+E_f$ et $H=H_e+H_f$, ou plus précisément:

$$E = -j\omega A - j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \text{grad}(\text{div} A) - \frac{1}{\epsilon_0} \text{rot} F \quad (\text{A-22})$$

$$H = -j\omega F - j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \text{grad}(\text{div} F) - \frac{1}{\mu_0} \text{rot} A \quad (\text{A-23})$$

Ces équations sont valables quel que soit le système de coordonnées choisi. Nous les adaptons maintenant au système qui convient à la géométrie de notre problème.

3. Cas de la cavité Parallélépipédique

Le repère adapté à une cavité parallélépipédique est un repère carésien Oxyz. Dans ce cas, les équations (A-22) et (A-23) deviennent

$$E = \begin{cases} E_x = -j\omega A_x - j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \left(\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z} \right) - \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) \\ E_y = -j\omega A_y - j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \left(\frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z} \right) - \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) \\ E_z = -j\omega A_z - j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \left(\frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{\partial F_y}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{A-24})$$

$$H = \begin{cases} H_x = -j\omega F_x - j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \left(\frac{\partial^2 F_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 F_z}{\partial x \partial z} \right) - \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \\ H_y = -j\omega F_y - j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \left(\frac{\partial^2 F_x}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 F_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_z}{\partial y \partial z} \right) - \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \\ H_z = -j\omega F_z - j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \left(\frac{\partial^2 F_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 F_y}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 F_z}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial A_y}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{A-25})$$

Ces expressions relativement lourdes se simplifient considérablement lorsqu'on considère 6 types de solutions, chacune ayant une des composantes du champ E ou H qui s'annule. Pour cela, on considère 2 types de modes suivant chacune des directions de propagation Ox, Oy et Oz. Par exemple, suivant Oz, on distingue des modes transverses électriques TE^(z) pour lesquels E_z=0 et des modes transverses magnétiques TM^(z) pour lesquels H_z=0.

En analysant (A-24) et (A-25), on remarque que pour chaque type de modes, une seule composante de A et F est différente de 0:

$$\begin{aligned} \text{TE}^{(x)} : & \quad A = 0 \text{ et } F = F_x, \\ \text{TE}^{(y)} : & \quad A = 0 \text{ et } F = F_y, \\ \text{TE}^{(z)} : & \quad A = 0 \text{ et } F = F_z, \\ \text{TM}^{(x)} : & \quad F = 0 \text{ et } A = A_x, \\ \text{TM}^{(y)} : & \quad F = 0 \text{ et } A = A_y, \\ \text{TM}^{(z)} : & \quad F = 0 \text{ et } A = A_z, \end{aligned}$$

Dans ces conditions, les expressions (A-24) et (A-25) pour un mode $\text{TE}^{(z)}$ se réduisent à:

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial F_z}{\partial y} & H_x &= -j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \frac{\partial^2 F_z}{\partial x \partial z} \\ E_y &= \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial F_z}{\partial x} & H_y &= -j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \frac{\partial^2 F_z}{\partial y \partial z} \\ E_z &= 0 & H_z &= -j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \left(k^2 + \frac{\partial^2 F_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A-26})$$

et pour un mode $\text{TM}^{(z)}$:

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_z}{\partial y} & E_x &= -j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z} \\ H_y &= \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_z}{\partial x} & E_y &= -j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \frac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z} \\ H_z &= 0 & E_z &= -j \frac{1}{\omega \epsilon_0 \mu_0} \left(k^2 + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A-27})$$

Pour chaque type de mode, il faut trouver la forme du potentiel A ou F qui satisfait l'équation de propagation et les conditions aux limites (champ électrique tangentiel et champ magnétique normal nuls sur les parois). Pour cela, on utilise la technique de séparation des variables. Nous allons appliquer cette technique pour exprimer les composantes du champ électromagnétique pour un mode $\text{TE}^{(z)}$ et un mode $\text{TM}^{(z)}$.

4. Calcul du champ pour un mode $TE^{(z)}$

La séparation des variables nous permet d'écrire

$$E_z = f(x).g(y).h(z) \quad (A-28)$$

chacune des fonctions f , g et h satisfont (A-20) dont les solutions sont des fonctions de forme exponentielles ou trigonométriques. Une forme exponentielle correspond à une onde progressive alors qu'une forme trigonométrique correspond à une onde stationnaire. La structure de la cavité nous poussera bien entendu à ne retenir que des solutions trigonométriques de la forme

$$\begin{aligned} f(x) &= A_1 \sin(xk_x) + A_2 \cos(xk_x) \\ g(y) &= B_1 \sin(yk_y) + B_2 \cos(yk_y) \\ h(z) &= C_1 \sin(zk_z) + C_2 \cos(zk_z) \end{aligned} \quad (A-29)$$

où k_x , k_y et k_z sont tels que

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (A-30)$$

Les constantes A_1 , A_2 , A_3 , B_1 , B_2 et B_3 sont arbitraires mais les conditions aux limites imposent que trois d'entre elles sont nulles. Par exemple, calculons le champ E_x :

$$E_x = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial}{\partial y} \left[g(x)h(z) (B_1 \sin(yk_y) + B_2 \cos(yk_y)) \right] \quad (A-31)$$

$$E_x = -\frac{g(x)h(z)k_y}{\epsilon_0} (B_1 \cos(yk_y) - B_2 \sin(yk_y)) \quad (A-32)$$

La condition $E_x(y=0) = 0$ implique $B_1 = 0$. Le champ E_x doit également être nul sur la paroi opposée: $E_x(y=b) = 0$, ce qui entraîne

$$k_y = \frac{n\pi}{b} \quad (A-33)$$

où n est un entier positif ou nul. On utilise maintenant la condition $E_x(z=0) = 0$. D'après (A-32) et en tenant compte que $B_1=0$, on peut écrire E_x en fonction de z :

$$E_x = \frac{g(x)k_y}{\epsilon_0} B_2 \sin(yk_y) [C_1 \sin(zk_z) + C_2 \cos(zk_z)] \quad (A-34)$$

qui sera identiquement nul en $z = 0$ si $C_2 = 0$. Sur la paroi opposée, on a $E_x(z=d) = 0$, ce qui implique

$$k_z = \frac{p\pi}{d} \quad (\text{A-35})$$

p est un entier positif ou nul. Pour déterminer laquelle des constantes A_1 et A_2 est nulle, il faut calculer le champ magnétique H_x sachant que sa composante normale est nulle pour $x=0$.

$$H_x = -j \frac{g(y) k_x k_z}{\omega \epsilon_0 \mu_0} A_3 \cos(kz_z) [A_1 \cos(xk_x) + A_2 \sin(xk_x)] \quad (\text{A-36})$$

qui sera nul en $x = 0$ à condition que $A_1=0$. La condition $H_x(x=a) = 0$ entraîne également

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad (\text{A-37})$$

$m = 0, 1, 2, \dots$ En posant $A_2 B_2 C_1 = A_{mnp}$, la composante F_z s'écrit finalement

$$F_z = A_{mnp} \cos(xk_x) \cos(yk_y) \sin(zk_z) \quad (\text{A-38})$$

Les expressions des différentes composantes de E et H pour un mode $TE^{(z)}$ s'écrivent finalement

$$E = \begin{cases} E_x = \frac{k_y}{\epsilon_0} A_{mnp} \cos(xk_x) \sin(yk_y) \sin(zk_z) \\ E_y = -\frac{k_x}{\epsilon_0} A_{mnp} \sin(xk_x) \cos(yk_y) \sin(zk_z) \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (\text{A-38})$$

$$H = \begin{cases} H_x = j \frac{k_x k_z}{\omega \epsilon_0 \mu_0} A_{mnp} \sin(xk_x) \cos(yk_y) \cos(zk_z) \\ H_y = j \frac{k_y k_z}{\omega \epsilon_0 \mu_0} A_{mnp} \cos(xk_x) \sin(yk_y) \cos(zk_z) \\ E_z = -j \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega \epsilon_0 \mu_0} A_{mnp} \cos(xk_x) \cos(yk_y) \sin(zk_z) \end{cases} \quad (\text{A-39})$$

Rappelons que nous avons posé

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 = \left(\frac{2\pi f}{c} \right)^2 \quad (\text{A-40})$$

En remplaçant les nombres d'ondes par leurs expressions (A-33,35,37) imposées par les conditions aux limites, on obtient une relation entre la pulsation angulaire, les entiers m , n et p , ainsi que la géométrie de la cavité. Ceci signifie que les solutions n'existeront que pour certaines fréquences dites fréquence de résonance de la cavité et qui sont données par:

$$f_{mnp} = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} + \frac{p^2}{d^2}} \quad (\text{A-41})$$

5. Calcul du champ pour un mode $TM^{(z)}$

Cette fois, seule la composante A_z doit être calculée. Elle sera de la forme

$$A_z = f'(x) \cdot g'(y) \cdot h'(z) \quad (\text{A-42})$$

où les fonctions f' , g' et h' auront pour expression

$$\begin{aligned} f'(x) &= A_1' \sin(xk_x) + A_2' \cos(xk_x) \\ g'(y) &= B_1' \sin(yk_y) + B_2' \cos(yk_y) \\ h'(z) &= C_1' \sin(zk_z) + C_2' \cos(zk_z) \end{aligned} \quad (\text{A-43})$$

De la même manière que pour le mode TE, les différentes conditions aux limites permettent de simplifier A_z en annulant certaines constantes. Calcul fait, cela donne

$$\begin{aligned} E_x(z=0) = 0 &\Rightarrow C_1' = 0 \\ H_x(x=0) = 0 &\Rightarrow A_2' = 0 \\ H_y(y=0) = 0 &\Rightarrow B_2' = 0 \end{aligned}$$

Les contraintes sur les nombres d'onde k_x , k_y et k_z sont les mêmes que pour les modes TE, ce qui implique que les fréquences de résonance sont également données par (A-41)

La composante A_z sera de la forme

$$A_z = B_{mnp} \sin(xk_x) \sin(yk_y) \cos(zk_z) \quad (\text{A-44})$$

La dualité entre F_z et A_z se retrouve évidemment dans cette expression où les sinus sont changés en cosinus et inversement. Pour trouver l'expression du champ électromagnétique d'un mode TM, on peut alors soit appliquer (A-27), soit transformer (A-38,39) par dualité. Dans les deux cas, on obtient:

$$H = \begin{cases} H_x = \frac{k_y}{\mu_0} B_{mnp} \sin(xk_x) \cos(yk_y) \cos(zk_z) \\ H_y = \frac{k_x}{\mu_0} B_{mnp} \cos(xk_x) \sin(yk_y) \cos(zk_z) \\ H_z = 0 \end{cases} \quad (\text{A-45})$$

$$E = \begin{cases} E_x = j \frac{k_x k_z}{\omega \epsilon_0 \mu_0} B_{mnp} \cos(xk_x) \sin(yk_y) \sin(zk_z) \\ E_y = j \frac{k_y k_z}{\omega \epsilon_0 \mu_0} B_{mnp} \sin(xk_x) \cos(yk_y) \sin(zk_z) \\ E_z = -j \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega \epsilon_0 \mu_0} B_{mnp} \sin(xk_x) \sin(yk_y) \cos(zk_z) \end{cases} \quad (A-46)$$

Un calcul tout à fait similaire, que nous ne présentons pas, permet de calculer la distribution spatiale des champs correspondant aux modes $TE^{(x)}$, $TM^{(x)}$, $TE^{(y)}$ ou $TM^{(y)}$.

ANNEXE B
CAPTEURS DE CHAMP ELECTRIQUE ET
MAGNETIQUE

Le relevé de champ électrique E ou champ magnétique H sont obtenus à l'aide de capteurs passifs développés pour la mesure dans le domaine temporel, et plus particulièrement pour la mesure de champ créé par une impulsion électromagnétique d'origine nucléaire [27].

A. Capteurs de champ électriques

1. Capteurs de paroi

La structure de base est un monopôle électriquement court perpendiculaire à un plan métallique. Pour augmenter la bande passante, les effets de résonance sont minimisés en adoptant une forme de goutte dont l'enveloppe épouse une surface équipotentielle du champ créé par une structure rectiligne (Figure 1)

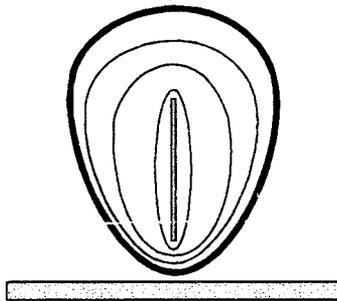


Figure 1. Capteur de paroi en forme de goutte

Ces capteurs sont référencés "ACD" pour "Asymptotic Conical Dipole". Le schéma équivalent simplifié est une source de courant d'amplitude I_0 proportionnelle à la dérivée temporelle du vecteur "déplacement électrique" D . Le coefficient de proportionnalité est homogène à une surface qu'on associe à l'aire équivalente A_e du capteur.

$$I_0 = A_e \frac{\partial D}{\partial t} \quad (\text{B-1})$$

En régime harmonique, la puissance délivrée à la charge d'impédance Z qui lui est connectée (en principe, les 50Ω du récepteur) vaut donc

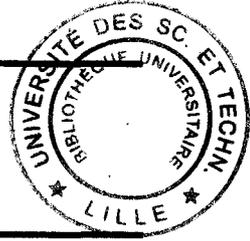
$$P_e = Z I_0^2 = Z (\omega \epsilon_0 A_e E)^2 \quad (\text{B-2})$$

où E représente la valeur efficace du champ électrique.

2. Capteurs d'espace libre

Si on place un capteur de paroi en espace libre, son plan de masse sera parcouru par des courants induits qui vont modifier le potentiel par rapport à la référence de masse du récepteur. Pour s'affranchir de cette perturbation de mode commun on accole dos à dos deux capteurs de

RESUME



Notre travail de thèse concerne l'élaboration d'une méthode de mesure de l'immunité électromagnétique basée sur l'utilisation des chambres réverbérantes à brassage de modes. L'étude sera particulièrement consacrée à la technique récente du brassage électronique.

Dans un premier temps, nous expliquons les principes physiques de cette méthode de mesure. L'approche classique, que nous rappelons, considère la chambre comme une cavité surdimensionnée par rapport à la longueur d'onde. La perturbation des modes propres de cette cavité conduit à un champ statistiquement homogène et isotrope. Après avoir montré les limitations de la théorie modale, nous proposons une approche nouvelle basée sur les propriétés d'ergodisme de la distribution statistique de l'amplitude du champ électromagnétique.

Nous nous intéressons ensuite aux propriétés des antennes immergées dans l'ambiance électromagnétique caractéristique d'une chambre réverbérante. Le cas simple du monopôle électrique est d'abord étudié pour être étendu ensuite au cas d'une antenne quelconque. La notion de coefficient de qualité est également abordée de manière à relier l'amplitude du champ électromagnétique à la puissance injectée dans la chambre.

En dernier lieu, nous traitons des applications des chambres réverbérantes dans le cadre d'essais d'immunité électromagnétique. La première application concerne l'évaluation de l'efficacité de blindage. Nous comparons alors les techniques du brassage mécanique et électronique en insistant sur les avantages et inconvénients de cette dernière technique de brassage. Nous proposons également une méthodologie permettant de relever rapidement et précisément les fréquences caractéristiques d'un système résonant. Nous montrons enfin, par comparaison avec un essai en chambre anéchoïque, qu'un essai mené en chambre réverbérante apporte des informations quantitatives sur le seuil de susceptibilité d'un équipement électronique.

Mots clés : Compatibilité électromagnétique - Chambre réverbérante -
Brassage de modes - Efficacité de blindage - Cavités -
Immunité électromagnétique - Susceptibilité
électromagnétique.