



**HAL**  
open science

# Transport micro-ondes dans un milieu complexe vers une communication sans fil à base des circuits intégrés

Khalid Oubaha

► **To cite this version:**

Khalid Oubaha. Transport micro-ondes dans un milieu complexe vers une communication sans fil à base des circuits intégrés. Physique Générale [physics.gen-ph]. Université Côte d'Azur, 2020. Français. NNT : 2020COAZ4061 . tel-03184789

**HAL Id: tel-03184789**

**<https://theses.hal.science/tel-03184789v1>**

Submitted on 29 Mar 2021

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = -\nabla p + \nabla \cdot T + f$$

$$e^{i\pi} + 1 = 0$$

# THÈSE DE DOCTORAT

Présentée en vue de l'obtention du grade de docteur en **Physique**  
de l'UNIVERSITÉ CÔTE D'AZUR

Par :

**KHALID OUBAHA**

Institut de physique de Nice - INPHYNI

## Transport micro-ondes dans un milieu complexe vers une communication sans fil à base des circuits intégrés

Dirigée par Ulrich KUHLMANN, INPHYNI, UCA  
et co-dirigée par Olivier LEGRAND, INPHYNI, UCA

Soutenue le 16 octobre 2020

Devant le jury composé de :

Philippe BESNIER	Directeur de Recherche CNRS IETR, INSA Rennes	Rapporteur
Franco MOGLIE	Professeur du département d'ingénierie de l'information de l'Université polytechnique des Marches, Ancona	Rapporteur
Claire MIGLIACCIO	Professeure de l'Université Côte d'Azur - CNRS, LEAT	Examinatrice
François SARRAZIN	Maitre de Conférences de l'Université Gustave Eiffel, ESYCOM	Examinateur







# **Transport micro-ondes dans un milieu complexe vers une communication sans fil à base des circuits intégrés**

Microwave transport in complex environments towards  
wireless communication on chip level

---

## **Jury :**

### **Président du jury :**

**Claire Migliaccio**, Professeure de l'Université Côte d'Azur - CNRS, LEAT, Sophia Antipolis.

### **Rapporteurs :**

**Philippe Besnier**, Directeur de Recherche CNRS IETR, INSA Rennes.

**Franco Moglie**, Professeur du département d'ingénierie de l'information de l'Université polytechnique  
des Marches, Ancona.

### **Examineurs :**

**Claire Migliaccio**, Professeure de l'Université Côte d'Azur - CNRS, LEAT, Sophia Antipolis.

**François Sarrazin**, Maître de Conférences de l'Université Gustave Eiffel, ESYCOM, Paris.



## Résumé

De nos jours, nous assistons à une forte évolution des systèmes modernes de la communication sans fil, exploitant des fréquences très élevées, dans la bande des fréquences micro-ondes. De ce fait, pour éviter des architectures compactes des systèmes électroniques composant ces systèmes modernes, apparaît la nécessité d'envisager la communication sans fil entre les circuits imprimés intégrés aux systèmes électroniques. Les principaux problèmes rencontrés dans ces systèmes concernent l'effet de l'environnement sur la communication sans fil et la protection contre les effets indésirables. Cela exige de nouvelles techniques de simulation et de modélisation du champ EM dans ces environnements complexes, pour une prédiction de leurs comportements. Avec les expériences effectuées dans le domaine des micro-ondes, ces techniques seront possibles en se basant sur la théorie des matrices aléatoires (TMA), bien adaptée dans ces situations de milieu complexe.

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont commencé par l'étude d'une situation où tous les ingrédients évoqués plus haut sont présents (circuit imprimé, lignes de transmissions et cavité). Nous avons présenté une étude expérimentale, qui met en évidence l'effet de l'environnement partiellement réverbérant sur la diaphonie entre les lignes imprimées, de sorte que leurs courants ne soient pas négligés et doivent être pris en compte, pour la conception appropriée de circuit imprimé, garantissant leur fonctionnement.

Dans un second temps, dans le but d'étudier et d'analyser statistiquement le comportement de la transmission à l'intérieur d'un milieu complexe, nous avons réalisé une chambre réverbérante chaotique (CRC), qui satisfait aux critères statistiques fixés par la norme internationale. Le critère principal exige d'avoir une uniformité et isotropie statistique du champ à l'intérieur de la CRC et que les composantes du champ suivent une distribution gaussienne bivariée. Dans la communauté de la Compatibilité d'Électromagnétique (CEM), on parle de l'hypothèse de Hill, typiquement réalisée quand le recouvrement modal est grand. Nous avons étudié expérimentalement plusieurs statistiques de la réponse de la CRC et les effets du régime de fort recouvrement modal sur les distributions de la réflexion et la transmission, puis nous les avons comparées aux prédictions numériques prévues par la TMA. Nous avons également vérifié la relation de l'espacement moyen entre les maxima de transmission prédite par Schroeder et Kuttruff pour un régime fort recouvrement modal, dans les salles acoustiques.

---

Dans un troisième temps, nous avons développé une nouvelle méthode pour l'estimation de nombre d'échantillons non corrélés (NIS) dans une CRC. Puis nous avons suggéré une perspective pour l'estimation de NIS, basée sur l'échelle caractéristique de la dynamique des maxima en fonction de l'angle de brasseur.

**Mots-clés** : Chambre réverbérante, cavité chaotique, compatibilité électromagnétique, corrélation du champ, théorie des matrices aléatoires, antenne, nombre d'échantillons non corrélés



## Abstract

Nowadays, modern wireless communication systems that are operating at high frequencies in the microwave band, are massively emerging. To avoid compact architectures of electronic systems, we explore wireless communication between printed circuits integrated into the electronic systems. Several problems encountered in these systems are related to the effect of the environment on wireless communication and the protection against adverse effects. This requires new electromagnetic simulation techniques to describe the field and the system response in these environments. Along with the microwave experiments, random matrix theory (RMT) enables to theoretically study wireless communication in complex environment.

This manuscript is divided in three main topics :

On the one hand, an illustration of the situation where all the ingredients are implemented namely, a Printed Circuit Board (PCB) with transmission lines inside a cavity. I present an experimental study, which highlights the effect of the partially reverberating environment on the crosstalk of two printed lines, as well as the currents on these lines. The latter should be taken into account to guarantee the proper functioning of the PCB.

On the other hand, a chaotic reverberating chamber (CRC) was designed to statistically analyze the behavior of the transmission inside a complex environment. The international standard fix several statistical criteria with which the RC have to comply. Fulfilling all criteria guarantees that the field inside the cavity is isotropic and the field components follow a bivariate Gaussian distribution. In the electromagnetic community, this is the so-called Hill's hypothesis. This hypothesis is typically realized when the resonance overlap is large. I have experimentally studied several statistic properties of the electromagnetic response in a CRC. The effects of the modal overlap on the reflection and the transmission distributions have been analyzed. In addition to this, we have compared the experimental distributions to numerical predictions based on Random Matrix Theory. I also verified the relation between the mean frequency spacing of the maxima and the average decay rate of the cavity predicted by Schroeder and Kuttruff for a high modal overlap in acoustic rooms.

Finally, we have developed a new method to estimate the number of uncorrelated samples (NIS) in a CRC. We have suggested a perspective for NIS estimation based on the characteristic scale of maxima dynamics as a function of the stirrer angle.

---

**Keywords** : Reverberation chamber, chaotic cavity, electromagnetic compatibility, field correlation, random matrix Theory, antenna, number of uncorrelated samples

— ❁ ❁ ❁ Dédicace à l'âme de ma sœur SAMIRA ❁ ❁ ❁ —



Un message pour lui dire : "Qu'elle a laissé une grande cicatrice dans mon cœur et qu'elle sache que je garde au fond du cœur sa promesse, que je transporte sur les épaules en parcourant les contrées."

Xalid





## Remerciement

Ces travaux de thèse se sont déroulés au sein de l'Institut de Physique de Nice INPHYNI (l'ex Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, LPMC). Ils s'inscrivent dans le cadre du projet européen NEMF21 (Noisy Electromagnetic Fields - A Technological Platform for Chip-to-Chip Communication in the 21st Century) en collaboration entre plusieurs partenaires, l'Université de Nottingham, l'Université Technique de Munich, l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace Toulouse, et les entreprises IMST et NXP. Cette thèse a été financé par la commission européenne. Il est de coutume de formuler ses remerciements après la soutenance de thèse. Je saisis cette opportunité pour adresser mes remerciements à celles et ceux qui ont contribué d'une manière ou d'une autre à la réussite de cette aventure extraordinaire.

Au sein de l'INPHYNI, au cours de mes 3 ans de thèse, j'ai côtoyé de nombreuses personnes, que je tiens à remercier. Tout d'abord je commence par ceux ayant été impliquées, pour que ce rapport voit le jour. En premier lieu, j'adresse mes sincères remerciements à Monsieur, ULRICH KUHL, pour sa qualité d'encadrement, son suivi régulier permettant, la réussite de la thèse et la progression du projet NEMF21. Je mesure la chance d'avoir travaillé avec ULLE, sur le plan humaine et professionnel c'est quelqu'un qui est à l'écoute avec une grande gentillesse, toujours disponible durant ces trois années de thèse. Une grande partie de la réussite lui revient. Je lui souhaite plein de succès dans ses projets futurs.

La première personne que j'ai rencontré à l'INPHYNI, été par coïncidence mon co-directeur OLIVIER LEGRAND, que je remercie pour ses conseils, son temps consacré à discuter les résultats, même s'il est débordé par les enseignements et les réunions.

Ces personnes mentionnées font partie de notre équipe de recherche (Ondes en Milieux Complexe). Je suis heureux d'avoir travaillé au sein de cette équipe. Je remercie tous les autres membres permanents de l'équipe : VALERIE DOYA, MATHIEU BELLEC et CLAIRE MICHEL.

Je remercie également les différents membres externes de mon jury pour l'intérêt qu'ils ont témoigné à l'égard de mes travaux de thèse. En particulier, je remercie les rapporteurs PHILIPPE BESNIER et FRANCO MOGLIE d'avoir pris le temps de relire mon manuscrit et d'avoir accepté d'évaluer mes travaux et à travers leurs remarques constructives d'avoir pu les bonifier. Merci aussi aux examinateurs CLAIRE MIGLIACCIO et FRANÇOIS SARRAZIN pour leurs



---

nombreuses questions et échanges lors de la soutenance. Une thèse ne pourrait être reconnue sans un jury de qualité.

Mes remerciements s'adressent aussi aux anciens doctorants et post-doctorants de l'équipe, avec les quels j'ai travaillé lors de mon arrivée :

JULIAN BÖHM, il a toujours été là pour rendre service, j'ai tout le temps en tête, les moments de thé à la menthe partagés ensemble avec le petit FLORENT.

MARTIN RICHTER, toujours en bon humeur, il m'a appris plusieurs astuces en programmation, merci à toi d'avoir participé à la réussite du projet, en travaillant sur la partie numérique. Je me souviens de jour où je vous y invité avec JULIAN, après une dégustation de tajine et ta phrase que tu sort "Wawe tu devrais participer au concours du master chef?". Merci pour tout !

OMAR BOUGHADAD, le nouveau arrivant dans l'équipe, je te remercie pour tous les moments qu'on a partagé ensemble, un peu de codage, apéros, week-end, pauses café, pauses pour rien. Je te souhaite un bon parcours dans le domaine de la recherche.

Les générations de doctorants se succèdent les unes aux autres, je commence mes remerciements par mes collègues du bureau 2.19, je sais que nous étions les meilleurs collègues du labo ?. Le frerot FLORENT MAZIAS du 92, le supporter du PSG, nous avons partagé des moments inoubliables, des heures à discuter du tout et de rien, des petites pauses pour écouter la musique (c'est la base), les matches de foot à l'urban soccer. En espérant que le prochain succès qu'on pourra célébrer soit le premier titre de PSG en champions league, Merci.

À MARTINA IAPICHINO, forza italia, tu arrives enfin à bien prononcer le "kh", merci pour ton bon humeur et les quelques mots que tu nous appris en italien.

Sans oublier évidemment de remercier NINO, d'abord pour son cadeau offert à mon fils Youssef, elle été toujours là à me demander des nouvelles de petit, et pour ses discussions sur différents sujets (la femme, la thèse, la Géorgie...).

À mes autres collègues du Labo, avec les quels j'ai pu interagir, surtout avec GUIDO, je te remercie pour ta gentillesse, ton cadeau offert aussi au chanceux Youssef, j'oublie pas les blagues que je te fait de temps en temps en espagnol ( Hola todos, es la hora de comer ). À ELEI, pour les discussions passionnantes entre nous. Aussi je tiens à remercier les autres doctorants, notamment ALI, DORIAN, BRUNO, NICOLA, PANOS, CHIARA, MANU, FRANCOIS, XIN, MATHIS et ANGELA.

Je tiens également à remercier les membres de l'atelier de mécanique où FRED LIPPI, JEAN-LUC et CHRISTOPHE ont fait un énorme travail, pour réaliser la petite cavité, la cavité chaotique avec ses calottes et les autres pièces mécaniques dont j'avais besoin pour mes installions expérimentales. À GREG aussi de m'avoir permet de souder quelques pièces ou antennes dans son atelier.

L'équipe des gestionnaires pour leur aide dans le coté administratif, je cite notamment NATHALIE, MADALINA, DENISE et MAGALI. Pour conclure le tour de Labo, j'ai échangé avec plusieurs personnes que je tiens à remercier énormément, je pense à BENABDESSLAM MOURAD (tanmert ik) et Raufaste Christophe.

Je remercie très chaleureusement mes anciens enseignants à l'université de Paris-Est-Marne la Vallée et à l'ESIEE Paris, MARJORIE GRZESKOWIAK, PICON ODILE, JEAN-MARC LAHEURTE, LAURENT CIRIO et GENEVIÈVE BAUDOIN.

---

Je remercie infiniment mon frère BOSKRI ABDELKARIM, pour ses conseils, son aide précieux tout au long de ma thèse, j'ai eu la chance de t'avoir rencontré à la fin de ma première année, je suis sûr que tu feras un magnifique parcours dans la recherche scientifique.

Enfin, ces dernières lignes s'adressent à ma famille. Je dédie cette thèse à l'âme de ma seule sœur SAMIRA, décédée il y a peu, malheureusement elle ne pourra être présente physiquement (elle l'est toujours dans nos cœurs) avec nous dans ce moment de joie correspondant à la fin de thèse, que ton âme repose en paix. Merci à mon père LHOU et ma mère NAIMA pour tout ce qu'ils m'ont offert, leur soutien infaillible depuis le décès brutale de ma sœur, pour surmonter cette triste épreuve. Mes parents à qui je dois la réussite, pour toutes les sacrifices, qu'ils ont consentis à mon égard et pour m'avoir encourager à suivre le chemin des études, à gravir les pentes qui me semblent infranchissables.

Je remercie mon Frère ISSAM, pour ses encouragements continuels, je suis très content pour tes résultats obtenues cette année, je te souhaite bon courage et une bonne réussite pour ton parcours d'étude et professionnel pour devenir un ingénieur en informatique et à ma femme pour son soutien sans faille, elle a su radoucir les moments difficiles, à mon fils YOUSSEF ma source d'énergie et de bonheur. Je dédie cette thèse pour ma famille, pour tout ce qu'ils m'ont offert.

Mes pensées vont également à tous les membres de ma grande famille sans exception (Ma grande mère, oncles, tantes, cousins, cousines...), à la mémoire de mon grand père OUBAHA BRAHIM et mes grands parents maternels M'HAMED OUCHAINE et FATEMA AATOUR, Vous m'avez toujours fait preuve d'amour et d'affection, vous êtes toujours présents dans mon esprit et dans mon cœur. De plus, j'aimerais remercier tous mes amis : KABOURI, OULHAMID, EL OTMANY, SLIMANI, OUMOUHOU, BEDAD, ...

Pour eux tous j'exprime ma gratitude.

---

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>i</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xv</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xxi</b>
<b>Liste des abréviations</b>	<b>xxiii</b>
<b>1 Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>2 Théorie générale de la chambre réverbérante (CR)</b>	<b>5</b>
2.1 Équations de Maxwell et ondes électromagnétiques (EM) . . . . .	5
2.1.1 Équations de Maxwell . . . . .	6
2.1.2 Fonctions de Green dyadiques . . . . .	8
2.2 La CR à brassage de modes : un outil de tests et de mesures en CEM . . . . .	10
2.2.1 Les chambres réverbérantes à brassage de modes (CRBM) . . . . .	10
2.2.2 CRBM comme outil de tests et mesures en CEM . . . . .	11
2.2.3 Brassage de modes . . . . .	12
2.2.4 Nombre de modes et densité spectrale de modes . . . . .	14
2.2.5 Recouvrement modal et pertes dans la CR . . . . .	15
2.2.6 Facteur de qualité . . . . .	17
2.2.7 Notion de fréquence minimale d'utilisation . . . . .	20
2.2.8 Calcul du nombre d'échantillons non corrélés . . . . .	20
2.2.9 Critères d'uniformité, d'homogénéité et d'isotropie . . . . .	23
2.3 CRBM outil de modélisation des canaux de communication sans fil . . . . .	28
2.3.1 Modèle de Rice . . . . .	28
2.3.2 Les canaux de propagation à l'intérieur de la CR . . . . .	29
2.3.3 Facteur de Rice $K$ . . . . .	31

2.3.4	Méthodes statistiques pour l'estimation du facteur $K$ . . . . .	32
2.4	Conclusion . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Théorie statistique des chambres réverbérantes</b>	<b>35</b>
3.1	Modèle statistique du champ et fonction de densité de probabilité . . . . .	36
3.2	Chaos ondulatoire . . . . .	39
3.3	La Théorie des matrices aléatoires . . . . .	41
3.3.1	L'ensemble gaussien orthogonal (GOE) . . . . .	43
3.3.2	Calcul de la densité d'états propres . . . . .	44
3.3.3	Distribution des écarts d'énergie . . . . .	44
3.4	Modélisation d'un système ouvert . . . . .	46
3.5	Conclusion . . . . .	50
<b>4</b>	<b>Études expérimentales d'une cavité à résonances isolées</b>	<b>51</b>
4.1	Méthode des moments pour le couplage EM . . . . .	51
4.2	Ligne de transmission à l'intérieur d'une cavité a résonances isolées . . . . .	53
4.2.1	Introduction . . . . .	53
4.2.2	Dispositif expérimental . . . . .	54
4.2.3	Résultats expérimentaux de la transmission, la réflexion et la diaphonie entre les deux lignes . . . . .	58
4.2.4	Résultats numériques de la densité du courant surfacique . . . . .	61
4.3	Conclusion . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Études expérimentales en chambres réverbérantes complexes</b>	<b>65</b>
5.1	Configuration et description de la chambre réverbérante chaotique . . . . .	66
5.1.1	La forme de la CRC . . . . .	66
5.1.2	Conception du Brasseur . . . . .	67
5.2	Statistiques en régime de fort recouvrement modal . . . . .	68
5.2.1	Description des dispositifs de mesure . . . . .	69
5.2.2	Distribution de la réflexion et la transmission . . . . .	71
5.2.3	Relation de Schroeder et Kuttruff . . . . .	79
5.3	Extraction expérimentale du nombre d'échantillons non corrélés . . . . .	82
5.3.1	Raffinement du NIS . . . . .	84
5.4	Prédiction du nombre d'échantillons non corrélés . . . . .	91
5.5	Vitesse des maxima locaux . . . . .	93
5.6	Conclusion . . . . .	96
<b>6</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>97</b>
<b>A</b>	<b>Antenne Patch avec plafond métallique à l'intérieur de la CRC</b>	<b>99</b>
A.1	Mesures effectuées à l'aide d'antenne patch . . . . .	99
A.2	Distribution de transmission . . . . .	100



---

<b>B</b>	<b>Antennes Patch avec aspect MIMO dans un environnement réverbérant en présence d'obstacles</b>	<b>105</b>
<b>C</b>	<b>Lois de distribution usuelles</b>	<b>107</b>
C.1	Loi de Rayleigh . . . . .	107
C.2	Loi de Rice . . . . .	108
C.3	Loi de Weibull . . . . .	108
<b>D</b>	<b>La prédiction du modèle à un seul niveau</b>	<b>109</b>
D.1	Modèle à un seul niveau . . . . .	109
<b>E</b>	<b>Dessins techniques des pièces constitutives de la cavité</b>	<b>113</b>
<b>F</b>	<b>Dessins techniques des pièces constitutives de la chambre réverbérante</b>	<b>119</b>



## Liste des figures

2.1	Cavité rectangulaire de dimensions $L$ , $W$ et $H$ . . . . .	7
2.2	Chambre réverbérante de la société SIEPEL, fabricant français pour des tests de compatibilité électromagnétique. Au fond à gauche on voit un brasseur constitué de pâles métalliques fixées sur un axe, devant sur un support orange on voit une sonde du champ EM et à droite une antenne log-périodique. Image provenant du lien : <a href="https://www.siepel.com/fr/">https://www.siepel.com/fr/</a> . . . . .	11
2.3	Chambre anéchoïque utilisée par l'école nationale supérieure de techniques avancées ENSTA ParisTech, pour la conception d'antennes. Image provenant du site web : <a href="https://blogrecherche.wp.imt.fr/2011/03/01/">https://blogrecherche.wp.imt.fr/2011/03/01/</a> . . . . .	12
2.4	Vue 3D de : (a) un brasseur asymétrique en $z$ et (b) un brasseur symétrique . . . . .	14
2.5	La densité de modes numériques $\varrho(f)$ , équation (2.24) en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du volume $V=0.45, 1, 10$ et $100 \text{ m}^3$ . . . . .	16
2.6	Trois régimes de recouvrement modal. . . . .	16
2.7	Fonction d'autocorrélation de la puissance de transmission en fonction des différents pas angulaires du brasseur $j : 1 \dots N_\theta$ , pour différentes tailles des échantillons . . . . .	22
2.8	Mesure des composantes du champ à l'intérieur de la CR, autour de laquelle s'articule notre partie expérimentale, à l'aide d'une sonde fournie par SIEPEL. La position de mesure est distante des parois et du brasseur d'au moins d'un quart de longueur d'onde $\lambda/4$ . . . . .	23
2.9	Valeurs des 3 composantes du module du champ $E_x, E_y, E_z$ et $E_{total}$ mesurées en deux positions différentes par la sonde . . . . .	25
2.10	Disposition de mesure d'uniformité spatiale et de polarisation du champ à l'intérieur de la CR. . . . .	26
2.11	Propagation multi-trajets : (a) LOS, (b) NLOS. . . . .	29
2.12	Types de composantes dans la chambre réverbérante . . . . .	30
2.13	Disposition de mesure à l'intérieur de la CR pour évaluer le facteur de Rice $K$ selon l'approche de deux antennes. L'antenne 1 dirigée vers le centre de la CR et l'antenne 2 vers un coin de la CR. . . . .	32

## Liste des figures

3.1	Présentation polaire . . . . .	37
3.2	Trajectoires classiques dans un billard régulier circulaire (a) et d'un billard de Bunimovich chaotique en forme de stade (b) [Stöckmann, 1999] . . . . .	41
3.3	La distribution des écarts de niveaux de noyaux lourds est comparée aux prédictions de la TMA, en trait plein la distribution de Wigner correspondant à l'ensemble GOE (figure tirée de [Haq <i>et al.</i> , 1982].) . . . . .	45
3.4	Les statistiques des écarts d'énergie pour un billard du Sinai [Bohigas <i>et al.</i> , 1984]. . . . .	46
4.1	Deux lignes métalliques en cuivre en parallèles imprimées sur un substrat diélectrique recouvert d'un plan métallique . . . . .	55
4.2	Vue de la cavité représentée par le Logiciel OpenSCAD. . . . .	56
4.3	Schéma de dispositif expérimental montrant les 2 lignes de transmission A et B à l'intérieur de la petite cavité . . . . .	57
4.4	Photographie du dispositif expérimental montrant les deux lignes imprimées sur un PCB à l'intérieur de la cavité (sans le plafond) . . . . .	58
4.5	Transmission $ S_{21} ^2$ en fonction de la fréquence : courbe continue en bleu pour la cavité fermée, courbe en tiret le cas de la cavité ouverte. Les triangles et diamants représentent respectivement les modes TM et TE de la même cavité sans le PCB. Les courbes de la simulation en pointillé sont calculées à partir de la méthode des moments. . . . .	59
4.6	Diaphonie $ S_{41} ^2$ en fonction de la fréquence entre les deux lignes A et B, en excitant la ligne A et en mesurant sur le port connecté à la ligne B. . . . .	60
4.7	Zoom sur la partie 4.56 et 4.80 GHz de la diaphonie $ S_{41} ^2$ mesuré entre les deux lignes A et B. . . . .	60
4.8	La simulation de la densité de courant surfacique en utilisant la méthode des moments en excitant le port 1 . . . . .	61
4.9	Zoom de la diaphonie $ S_{41} ^2$ : la courbe expérimentale est représentée en bleu et la courbe numérique en rouge a été ajustée (voir texte), les fréquences marquées sont $\nu_0=4,516$ GHz, $\nu_{max}=4,650$ GHz et $\nu_{min}=4,721$ GHz. . . . .	62
4.10	Cartographie des composantes du champ électrique : $E_x$ (colonne de gauche), $E_y$ (colonne centrale) et $E_z$ (colonne de droite) pour différentes fréquences à $\nu_0$ , $\nu_{max}$ , et $\nu_{min}$ . . . . .	63
4.11	Cartographie des composantes de champ magnétique $H_x$ (colonne à gauche), $H_y$ (colonne centrale), et $H_z$ (colonne de droite) pour différentes fréquences à $\nu_0$ , $\nu_{max}$ , et $\nu_{min}$ . . . . .	64
5.1	Vue 3D et dimension d'une calotte, utilisée dans notre CRC. . . . .	67
5.2	Vue 3D de notre cavité chaotique, avec le brasseur utilisé à l'intérieur. . . . .	68
5.3	(a) Vue isométrique et de face de la dimension de l'axe de brasseur (b) Vue 3D d'une ailette de brasseur. . . . .	69
5.4	Photo de la chambre réverbérante chaotique avec une longueur de $L = 100$ cm, largeur $W = 77$ cm et une hauteur $H = 62$ cm . . . . .	70

5.5	Photo de l'antenne monopole utilisée dans la mesure. . . . .	70
5.6	L'analyseur de réseaux vectoriel a 2 ports associé aux mesures dans la CRC. . . .	71
5.7	La réflexion mesurée $R =  S_{11} ^2$ pour 3 gammes de fréquences différentes et 2 ouvertures différentes de la cavité ( $h_o=0$ mm et 24 mm). La réflexion de la cavité fermée est présentée en courbe bleu ( $h_o=0$ mm), alors que pour le cas de la cavité ouverte ( $h_o=24$ mm) est illustré en courbe rouge. L'espacement fréquentiel moyen correspondant $\Delta_f$ est indiqué par la barre verticale. . . . .	72
5.8	La transmission mesurée $T =  S_{21} ^2$ pour 3 gammes de fréquences différentes et 2 ouvertures différentes de la cavité ( $h_o=0$ mm et 24 mm). . . . .	73
5.9	Exemple de PDP. . . . .	74
5.10	Distribution de la réflexion $R$ pour les trois différentes gammes de fréquences (en haut : 3 – 3,5, au centre : 7-7,5, en bas : 12-12,25 GHz) . . . . .	77
5.11	La distribution de la transmission $T$ expérimentale et celle obtenue par simulation basée sur la TMA (courbe en pointillée), pour les trois différentes gammes de fréquences (en haut : 3-3,5, au centre : 7-7,5, en bas : 12-12,25 GHz) et pour deux ouvertures différentes $h_o=0$ mm (en vert) et $h_o=24$ mm (en bleu). Notez la différence d'échelle de l'abscisse. . . . .	78
5.12	Exemple du spectre de transmission de puissance en bleu, le tracé en orange représente le spectre après un lissage en appliquant un filtre triangulaire utilisant 5 point de mesure et les positions des maxima de spectre sont représentées par une ligne en pointillé vert. . . . .	80
5.13	L'extraction du temps de décroissance $\tau$ en faisant une régression linéaire de la puissance pour le cas d'un recouvrement modal modéré $d \sim 1$ et celui d'un recouvrement modal $d > 3$ . . . . .	81
5.14	L'espacement moyen entre les maxima $\langle \delta f_{max} \rangle$ de la transmission $T$ en fonction de l'inverse de temps de décroissance $\tau^{-1}$ . . . . .	82
5.15	les deux antennes monopoles en polarisation verticale à l'intérieur de la cavité . .	83
5.16	La puissance de transmission $ S_{21} ^2$ en fonction de la fréquence $f$ pour une position fixe de brasseur $\theta = 1^\circ$ . Trois gammes de fréquences représentent différents régimes de recouvrement modal $d$ : (a) [0,76-0,84] GHz avec $d=0,3$ , $Q=800$ , (b) [2,20-2,30] GHz avec $d=1,4$ , $Q=3700$ et (c) [4,90-5,00] GHz avec $d=4,5$ , $Q=11200$ (plus de détails sur le tableau 5.3). . . . .	85
5.17	Exemple d'une fonction d'autocorrélation des échantillons expérimentaux de la puissance de transmission en fonction des pas angulaire du brasseur $N_\theta=450$ et pour une fréquence fixe $f=2,21$ GHz, en utilisant les seuils fixés par les deux normes proposés dans [IEC standard, 2003 ; IEC standard, 2011] . . . . .	86
5.18	Nombres d'échantillons indépendants pour une gamme de fréquence 0,5-5 GHz, déterminés en utilisant l'entier minimum l'équation (2.46) pour deux normes différentes. . . . .	87
5.19	Principe de la méthode d'interpolation linéaire pour l'estimation de NIS pour deux différentes valeurs de $N_\theta=450$ (en bleu) et $N_\theta=72$ (en orange). . . . .	88



## Liste des figures

---

5.20	Nombre d'échantillons indépendants pour une gamme totale de fréquences 0,5-5 GHz déterminé en utilisant l'entier minimum (l'équation (2.46)) et par l'interpolation linéaire (5.12), pour deux normes différentes. . . . .	89
5.21	Le Nombre des échantillons non corrélés pour trois petites gammes de fréquences illustré sur le tableau 5.3. On compare le NIS pour l'approche standard et l'approche de l'interpolation linéaire pour deux différents pas de brasseur . . . . .	90
5.22	Caractéristiques de la constante d'efficacité du brasseur $C_{stirrer}$ pour le cas du large brasseur et le petit brasseur selon la dimension caractéristique $V_{stirrer}^{1/3}$ d'après [Hallbjörner, 2002]. . . . .	92
5.23	Comparaison de nombre d'échantillons non corrélés expérimentaux avec ceux obtenus théoriquement estimés en se basant sur la géométrie du brasseur. . . . .	93
5.24	La dépendance de maxima local en fonction de la position de brasseur, en haut la gamme fréquentielle 0,75-0,79 GHz, au milieu 2,320-2,328 GHz et en bas 4,926-4,920 GHz . . . . .	94
5.25	Spectre de transmission de puissance pour trois positions de brasseurs différentes $\theta = 100^\circ$ en noir, $\theta = 101^\circ$ en bleu et $\theta = 102^\circ$ . En rouge, la dynamique des maxima est indiquée en courbe verte. . . . .	95
A.1	(a) Photo antenne patch (b) schéma des différents éléments constituant une antenne patch . . . . .	100
A.2	Kit d'étalonnage TRL utilisé lors des mesures. . . . .	100
A.3	Photo du PCB et deux antennes patch produits par IMST avec le plafond au dessus fixé à une hauteur $H = 30$ mm du plan des antennes. Le PCB sans plafond métallique à l'intérieur de la CRC, y compris le brasseur. . . . .	101
A.4	Résultat de mesure de la transmission $S_{12}$ entre les deux antennes sans le plafond métallique, et avec trois ouvertures différentes $h$ de la CRC pour une rotation complète de brasseur . . . . .	102
A.5	Zoom de la figure (A.4) sur la partie de la fréquence opérationnelle de l'antenne. . . . .	103
B.1	Photographies des différentes configurations $2 \times 2$ MIMO. . . . .	106
B.2	Distribution de transmission pour les deux d'antennes patch à l'intérieur du CRC fermée, dans la gamme de fréquences de 29,5-29,55 GHz . . . . .	106
D.1	Schéma de modèle Hamiltonien, le seul niveau $\epsilon_0$ est couplé aux canaux de diffusion et le background chaotique $H_{GOE}$ . . . . .	109
D.2	Deux antennes cornet en visibilité direct et même polarisation à l'intérieur de la CRC. . . . .	111
D.3	Distribution de la transmission entre deux antennes cornet, à l'intérieur de la CRC pour émuler une communication directe à l'intérieur d'un milieu complexe. . . . .	112
E.1	Vue de dessus de la petite cavité. . . . .	113
E.2	La face arrière de la petite cavité. . . . .	114
E.3	La face avant de la petite cavité. . . . .	115

E.4	La face droite de la petite cavité. . . . .	116
E.5	Le coté gauche de la petite cavité. . . . .	117
E.6	Dimension de la plaque de téflon. . . . .	118
F.1	La plaque arrière de la chambre réverbérante. . . . .	120
F.2	La plaque de devant de la chambre réverbérante. . . . .	121
F.3	La face droite de la chambre réverbérante. . . . .	122
F.4	La face gauche de la chambre réverbérante. . . . .	123
F.5	La plaque de fond de la chambre réverbérante . . . . .	124
F.6	La plaque de plafond de la chambre réverbérante . . . . .	125
F.7	La calotte . . . . .	126



## Liste des tableaux

2.1	Les valeurs de conductivité électrique typiques des matériaux utilisés dans les applications CEM. . . . .	10
2.2	Différences entre une chambre anéchoïque et une chambre réverbérante. . . . .	13
2.3	Qualité de brassage en fonction du nombre d'échantillons indépendants et les valeurs des coefficients d'anisotropie de champ total, pour une moyenne et bonne qualité de brassage [IEC standard, 2011]. . . . .	27
4.1	Caractéristiques du PCB. . . . .	55
4.2	Caractéristiques de deux lignes de transmission micro strip situées au dessus du plan du PCB. . . . .	55
4.3	Dimensions de la géométrie de la petite cavité. . . . .	55
4.4	Les fréquences propres (en GHz) de la cavité rectangulaire sans perte, incluant le substrat du PCB mais sans les deux lignes. Les modes ont été calculés à l'aide de COMSOL et la structure de mode général est indiquée par $TM$ et $TE$ . Le nombre de modes dans les directions $x$ , $y$ , et $z$ sont donnés par le triplets $m, n, p$ . . . . .	62
5.1	Informations utiles sur les différentes mesures effectuées dans la CRC. Tableau des valeurs de l'espacement fréquentiel moyen, le temps de décroissance de signal $\tau$ , le facteur de qualité $Q$ , le recouvrement modal $d$ , les couplages des antennes $T_a$ et $T_b$ et l'espacement moyen entre les maximums de transmission $\langle \delta f_{max} \rangle$ . . . . .	75
5.2	Valeurs de différents paramètres expérimentaux pour deux gammes de fréquences ( $f_{min} - f_{max}$ ). Valeurs de pas fréquentiel (step), le taux de décroissance de signal $\tau$ , la bande passante de l'analyseur de réseaux $BW$ et le recouvrement modal $d$ . . . . .	81
5.3	Valeurs de différents paramètres de la chambre réverbérante pour différentes gammes de fréquences ( $f_{min} - f_{max}$ ). Valeurs de l'espacement fréquentiel moyen $\Delta_f$ , le taux de décroissance de signal $\tau$ , facteur de qualité $Q$ , le recouvrement modal $d$ , et le couplage des antennes $T_A$ et $T_B$ . . . . .	84



## Liste des abréviations

- C2C** Chip to chip (puce à puce)
- CA** Chambre anéchoïque
- CEI** Commission électrotechnique internationale
- CEM** Compatibilité électromagnétique
- CR** Chambre réverbérante
- CRBM** Chambre réverbérante à brassage de modes
- CRC** Chambre réverbérante chaotique
- EM** Électromagnétique
- EST** Equipement sous test
- GOE** Gaussian Orthogonal Ensemble (ensemble gaussien orthogonal)
- GSE** Gaussian Symplectic Ensemble (ensemble gaussien symplectique)
- GUE** Gaussian Unitary Ensemble (ensemble gaussien unitaire)
- IEM** Interférences électromagnétiques
- LOS** Line-of-Sight (trajet direct)
- LUF** Lowest usable frequency (fréquence minimale d'utilisation)
- MIMO** Multiple input – multiple output (Multiple entrée multiple sortie)
- NIS** Number of independent samples (nombres des échantillons non corrélés ou indépendantes)
- NLOS** Non-Line-of-Sight (trajets indirects)
- NNSD** Nearest neighbor spacing distribution (distribution d'écart entre voisins plus proches)
- PCB** Printed circuit board (circuit imprimé)
- RF** Radio fréquence

## Liste des abréviations

---

**TE** Transverse électrique

**TM** Transverse magnétique

**TMA** Théorie des matrices aléatoires

**VIRC** Vibrating Intrinsic Reverberation Chamber (chambre réverbérante intrinsèque à parois vibrantes)

**VNA** Vector Network Analyzer (analyseur de réseau vectoriel)

## Introduction générale

Le développement de l'échange des données (Internet haut débit, IP multimédia, voix, entre les objets connectés ...) de manière simultanée a connu un développement très rapide, qu'ils soient hertziens ou sur un support filaire. En parallèle, les systèmes électroniques connaissent eux aussi un développement très rapide, ils deviennent de plus en plus miniaturisés et intégrés à des dispositifs de communication très variés. La fréquence d'utilisation de ces systèmes de communication augmente pour répondre à la forte contrainte de la demande des débits plus importants. Ce qui nécessite en amont un développement de moyens d'essai appropriés à ces nouvelles gammes de fréquences.

Les communications puce à puce (C2C) [Chang *et al.*, 2001] en utilisant une liaison sans fil entre les circuits intégrés fonctionnant sur les dispositifs multi-antennaires à entrées multiples sorties multiples (Multiple-Input Multiple-Output, MIMO) [Yordanov et Russer, 2008], permettront de surmonter un certain nombre de problèmes. Le premier concerne l'encombrement lié à la topologie de la connectique sur un circuit imprimé (PCB) multicouche et multicomposant. Le deuxième concerne la possibilité de communiquer entre différentes positions sur un même PCB. La communication C2C permettrait éventuellement de réduire la puissance de consommation, de circonvier aux problèmes liés à la miniaturisation à venir, et de faciliter la communication entre PCB. Elle permettrait en outre de dépasser les problèmes liés aux connexions filaires, de limiter la diaphonie ainsi que le délai de retard du signal.

La modélisation des architectures des dispositifs électroniques sera un défi pour les outils actuels de conception [Pasricha et Dutt, 2010 ; Pande et Vangal, 2010]. La modélisation des dispositifs et les procédures d'optimisation des puces seront fondamentalement basées sur la physique pour déterminer les modèles de bruits et les formes d'interférences complexes.

En outre, le signal reçu par les systèmes de communications modernes est modulé, codé, bruité et éventuellement perturbé par d'autres signaux et devient ainsi extrêmement complexe. La réalisation de cette nouvelle technologie de communication C2C par voie hertzienne entre 2 ports ou multiports nécessite une intégration des antennes au niveau des circuits intégrés dans un volume réduit [Lin *et al.*, 2007], en utilisant des gammes fréquentielles élevées et diverses. Ces opérations à fréquences élevées sont à l'origine de courants qui entraînent des pertes par conduction et du rayonnement.

Les appareils électroniques et les structures intelligentes de l'internet des objets exigent des



## Chapitre 1. Introduction générale

---

systèmes hautement intégrés. Un des problèmes majeurs du fonctionnement des composants de ces systèmes est lié aux interférences électromagnétiques IEM. Les problèmes liés aux IEM croissent avec l'augmentation de la densité de circuits et l'affaiblissement du niveau de puissance.

La technologie C2C sans fil peut être basée sur les versions miniaturisées bien établies de la technologie RF élargie aux régimes fréquentiels entre 2 et 60 GHz, qui correspondent à des longueurs d'onde centimétriques. La conception des composants pour la communication C2C sans fil implique de prévoir (<https://cordis.europa.eu/project/id/664828>) :

- une nouvelle modélisation des systèmes,
- la mise en place de contrôles de mesure,
- de nouvelles approches de traitement du signal, le respect des normes de compatibilité EM (CEM).

Au niveau de la communication sans fil C2C, un certain nombre de caractéristiques mérite une attention approfondie, notamment :

- une modélisation physique des champs électromagnétiques (EM),
- la prise en compte du caractère complexe de l'environnement et de l'architecture des composants,
- un traitement du bruit lié aux circuits électriques des composants, et de celui dû à la nature complexe de l'environnement, qui sera prise en compte par une approche statistique.

Tous ces points exigent une analyse détaillée de l'environnement et de ses effets. Pour simuler la réaction des éléments lors d'une transmission sans fil, de nouvelles techniques de simulation de champ électromagnétique seront nécessaires pour décrire la réponse des systèmes. Des modélisations des ondes EM dans des environnements complexes basées sur la théorie des matrices aléatoires permettent une compréhension plus approfondie.

Cette thèse est traitée dans le cadre du projet Europeen NEMF21 (Noisy ElectroMagnetic Fields, A Technological Platform for Chip-to-Chip Communication in the 21st Century, <http://www.nemf21.org/>), qui regroupe plusieurs partenaires, le but principal est de fournir des outils de conception et de définir des critères de construction à respecter pour les systèmes de communication sans fil entre puces, en présence de bruit et d'interférences (milieu complexe). C'est dans ce contexte que s'inscrivent mes travaux de thèse. Ils traitent de problèmes de transport des ondes dans un milieu complexe. Plus précisément, ils s'intéressent à l'étude des statistiques du champ EM à l'intérieur des chambres réverbérantes, à la propagation du champ EM et à ses perturbations dans des environnements complexes. Un exemple concret est donné par l'étude d'une communication sans fil entre deux antennes patch fonctionnant sur une fréquence porteuse de 29 GHz à l'intérieur d'une cavité chaotique (voir annexe A). Ces études sont particulièrement pertinentes dans le cadre de la CEM, où on s'intéresse à la façon dont les rayonnements EM peuvent affecter les composants électroniques, impliqués dans ces dispositifs de communication. Certains de ces problèmes liés à la CEM peuvent être abordés en chambre anéchoïque, mais depuis quelques décennies, on a tendance à utiliser plus couramment les chambres réverbérantes comme des moyens d'essai en CEM. Une chambre réverbérante (CR) est généralement constituée d'une cavité métallique de forme simple (parallélépipédique) que l'on rend complexe en y introduisant un brasseur, dont la rotation permet de modifier les conditions aux limites, ainsi que l'équipement sous test. On fait généralement l'hypothèse que le champ résultant d'une rotation

---

complète de brasseur, sur toutes ses différentes positions, est statiquement isotrope et homogène. En effet en un point de la CR, du fait de la rotation du brasseur, le champ est modélisé comme une somme d'ondes planes aléatoires [Hill, 1998a ; Hill, 1998b ; Hill, 2009]. On peut, à partir de ce résultat, analyser les CR à l'aide d'une approche statistique connue sous le nom de la Théorie de Hill [Hill, 2009], au lieu de l'approche modale qui ne permet pas la prise en compte de conditions aux limites variables. En rajoutant des calottes sphériques placées sur les parois d'une CR conventionnelle, il a été montré qu'on obtient une CR chaotique (CRC) qui a toutes les caractéristiques d'un système complexe [Gros, 2014]. Une CRC pourra être considéré comme un système complexe idéal pour y mettre des dispositifs et y étudier les comportements statistiques du rayonnement EM. Ainsi, une CRC offre l'avantage important de son comportement universel des statistiques spectrales et spatiales, qui peut être décrit par la théorie des matrices aléatoires [Stöckmann, 1999 ; Poli, 2009 ; Haake, 2010] et le formalisme de l'hamiltonien effectif [Barthélemy *et al.*, 2005 ; Kuhl *et al.*, 2013].

Le présent manuscrit est structuré de la façon suivante :

### **Théorie générale de la chambre réverbérante :**

Dans ce chapitre, nous allons rappeler les principes physiques fondamentaux nécessaires à la compréhension de nos expériences. Nous allons introduire les types d'expériences qui seront étudiés dans cette thèse (les systèmes des cavités). Dans un premier temps, nous allons comprendre comment le champ électromagnétique se comporte dans de tels systèmes à l'aide des équations de Maxwell et nous introduirons la fonction de Green qui fournit en tout point de l'espace, la réponse EM à un ensemble de sources.

Ensuite nous pourrons aborder l'étude de la propagation du champ EM dans une chambre réverbérante et décrire les outils de la caractérisation de la CR. Puis, nous présenterons quelques exigences des normes CEM publiées en 2003 et 2011, concernant des critères comme l'uniformité et l'isotropie du champ EM ainsi que la corrélation des champs. Enfin ce chapitre se terminera par un rappel de l'utilisation de la CR comme outil d'essai pour émuler des environnements de communication sans fil.

### **Théorie statistique des chambres réverbérantes :**

Le deuxième chapitre présente, dans sa première partie, une courte introduction au chaos ondulatoire et ses domaines d'applications. Ensuite, nous rappelons le modèle statistique proposé par Hill basé sur une décomposition du champ EM en spectre d'ondes planes, ce modèle étant largement utilisé par la communauté CEM.

Puis, nous verrons dans une deuxième partie comment la théorie des matrices aléatoires et le formalisme de l'hamiltonien effectif offrent une meilleure description et caractérisation des systèmes ondulatoires, en lien avec le formalisme de la matrice de diffusion.

On remarquera que pour un système ondulatoire ouvert, les différents mécanismes de couplages avec son environnement (pertes) entraînent des modifications sur les propriétés des systèmes par rapport aux cas fermés. Ce point fera l'objet de la dernière partie, dans laquelle nous

## **Chapitre 1. Introduction générale**

---

allons présenter les paramètres et quantités nécessaires à la description des systèmes ondulatoires avec pertes, comme dans le cas d'une CR.

### **Études expérimentales d'une cavité à résonances isolées :**

Dans ce chapitre, nous allons démontrer que l'effet d'un environnement réverbérant sur des canaux de transmission (lignes) n'est pas négligeable, par une comparaison des résultats expérimentaux avec des résultats de simulations basées sur la méthode des moments.

### **Études expérimentales en chambres réverbérantes complexes :**

Ce chapitre est consacré aux différents résultats expérimentaux réalisés pendant cette thèse à l'intérieur de notre CRC. Nous confronterons des distributions de réflexion et de transmission mesurées dans notre CRC à des prédictions numériques obtenues à partir de la théorie des matrices aléatoires.

Le régime de fort recouvrement modal a été abondamment étudié en acoustique des salles [[Schroeder, 1962](#)]. Nous appliquerons certains résultats de ce domaine dans les CRC EM. Nous illustrerons les effets du recouvrement modal sur la distribution de la réflexion et de la transmission.

Enfin, nous proposerons une nouvelle méthode d'estimation du nombre d'échantillons non corrélés (NIS) dans une CR. Nous présenterons également une prédiction pour ce nombre ainsi qu'une approche alternative pour la détermination du NIS en utilisant les maxima locaux de la transmission.

## **Théorie générale de la chambre réverbérante (CR)**

Ce chapitre est consacré à l'étude des systèmes électromagnétiques en particulier les systèmes micro-ondes comme les chambres réverbérantes. Ces systèmes sont pratiques et relativement faciles à fabriquer et simples à installer. Un tel système est couramment utilisé comme outil pour réaliser des essais et tests CEM, celle-ci a comme but d'étudier et de remédier aux phénomènes provoqués par des perturbations rayonnées ou conduites. Les expériences dans le domaine micro-ondes présentées dans cette thèse nécessitent la connaissance de certaines notions qui seront introduites dans ce chapitre.

Dans une approche théorique, nous rappelons la théorie des équations de Maxwell et les expressions analytiques des champs solutions de ces équations qui régissent la propagation des ondes électromagnétiques et permettent de modéliser et de caractériser des systèmes électromagnétiques (EM) tels qu'une cavité avec une géométrie simple. Ensuite, nous aborderons le cas des chambres réverbérantes (CR) en négligeant l'effet du brasseur de modes. Dans ce cas, en première approximation, une CR peut être considérée comme une cavité parallélépipédique. Nous introduirons les notions associées aux CR, auxquelles nous ferons référence dans la suite de ce rapport de thèse : le rôle du brassage, l'impact des paramètres géométriques sur la densité de modes, la fréquence minimale d'utilisation (LUF) et le facteur de qualité. Enfin, nous présenterons certains critères statistiques pour étudier l'uniformité, l'homogénéité et l'isotropie du champ à l'intérieur des CR.

Dans la dernière partie de ce chapitre nous allons nous intéresser à une autre application des CR : elle consiste à son utilisation comme un environnement modifiable pour émuler et modéliser les canaux de propagations. Cette fonctionnalité de la CR nous permettra d'analyser les canaux de propagation à l'intérieur de la CR. Nous verrons ensuite comment on caractérise le canal de communication dans une CR par un paramètre de contrôle appelé facteur  $K$ . Enfin, nous présenterons des méthodes d'estimation de ce facteur.

### **2.1 Équations de Maxwell et ondes électromagnétiques (EM)**

Les équations de Maxwell sont l'œuvre du physicien James Clerk Maxwell : elles sont des lois fondamentales de la physique, elles décrivent la propagation des champs électromagnétiques dans un milieu quelconque. Maxwell a unifié les travaux de l'électricité, du magnétisme et de

## Chapitre 2. Théorie générale de la chambre réverbérante (CR)

l'induction en un système d'équations où interviennent les champs magnétique et électrique. Heaviside a poursuivi les travaux de Maxwell en introduisant l'écriture sous forme d'équations aux dérivées partielles des équations de Maxwell.

### 2.1.1 Équations de Maxwell

On trouve toujours les quatre équations de Maxwell, au début de la description d'un système électromagnétique. Si nous supposons la présence de courants de densité  $\vec{j}$  et de charges libres de densité  $\rho$ , en tout point de ce milieu, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t},$$

$\vec{D}$  désigne l'induction électrique et  $\vec{B}$  l'induction magnétique qui sont liées au champ électrique  $\vec{E}$  et au champ magnétique  $\vec{H}$  par :

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \vec{H}, \end{aligned}$$

où  $\epsilon$  est la constante diélectrique du matériau, liée à sa permittivité relative  $\epsilon_r$  et à la permittivité du vide  $\epsilon_0$  par  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ , et où on définit la perméabilité magnétique absolue du milieu  $\mu$  par  $\mu = \mu_r \mu_0$ , où  $\mu_r$  est la perméabilité magnétique relative du milieu et  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide. Par la suite, on considère un milieu homogène sans pertes qu'on exprime par sa constante diélectrique réelle et positive. Le système des équations de Maxwell couplées permet de lier le champ magnétique et l'induction électrique à leurs sources de courant et aux charges (2.1) et (2.2). À partir des équations de Maxwell on retrouve l'équation :

$$\Delta \vec{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla}(\nabla) \rho. \quad (2.3)$$

Nous établissons l'équation de propagation du champ électrique (2.3) dans le milieu avec une vitesse définie par  $c^2 = 1/(\mu \epsilon)$ . De la même manière, on peut établir l'équation de propagation du champ magnétique :

$$\Delta \vec{H} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = -\vec{\nabla} \wedge \vec{j}. \quad (2.4)$$

Nous allons supposer dans la suite de ce chapitre que toutes les grandeurs physiques varient d'une façon harmonique (évolution temporelle en  $e^{-i\omega t}$ , où  $\omega$  est la pulsation) :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad \text{et} \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t}. \quad (2.5)$$

## 2.1. Équations de Maxwell et ondes électromagnétiques (EM)

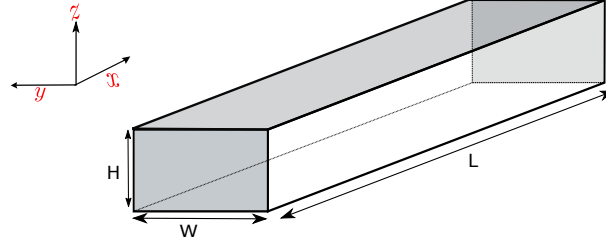


FIGURE 2.1 – Cavité rectangulaire de dimensions  $L$ ,  $W$  et  $H$ .

Ainsi les deux équations d'évolution des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  en l'absence de charge et de courant, appelées équations d'Helmholtz s'écrivent :

$$\begin{aligned}(\Delta + k^2)\vec{E} &= 0 \\(\Delta + k^2)\vec{H} &= 0,\end{aligned}\tag{2.6}$$

où  $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}$  désigne le nombre d'onde et  $f$  la fréquence. Nous considérons par la suite l'étude d'une cavité rectangulaire avec les dimensions  $L$ ,  $W$  et  $H$ . Les parois de la cavité sont métalliques (conducteur parfait), et l'intérieur de la cavité est rempli d'un diélectrique linéaire, homogène et isotrope, dans notre cas l'air ( $\epsilon_r \approx 1$  et  $\mu_r \approx 1$ ). La figure 2.1 illustre les paramètres géométriques de la cavité.

Les solutions du système (2.6) n'existent que si elles obéissent aux équations de Maxwell et aux conditions aux limites des parois métalliques. Ces conditions dans notre cas imposent que les composantes tangentielles du champ électrique et les composantes normales du champ magnétique s'annulent au niveau des parois  $\Omega$  :

$$\vec{n} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t)\Big|_{\Omega} = 0, \quad \vec{n} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t)\Big|_{\Omega} = 0,\tag{2.7}$$

où  $\vec{n}$  est le vecteur unitaire perpendiculaire à la paroi orienté vers l'intérieur de cavité. Dans une telle cavité, on suit la procédure standard pour la résolution du système d'équations (2.6) avec les conditions aux limites (2.7). Nous pouvons construire une infinité de solutions qui sont des modes propres dépendant des trois entiers  $m$ ,  $n$  et  $p$  [Collin Robert, 1960 ; Liu *et al.*, 1983].

Pour chacune des directions ( $Ox$ ), ( $Oy$ ) et ( $Oz$ ), l'expression analytique du champ EM est donnée en fonction des coordonnées cartésiennes. Pour deux polarisations différentes  $TE_{mnp}$  (mode transverse électrique) et  $TM_{mnp}$  (mode transverse magnétique), la solution générale est une combinaison linéaire de toutes ces solutions particulières (modes). Dans notre cas (polarisation perpendiculaire à l'axe  $Oz$ ), les expressions des composantes des champs ( $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ) sont définies ci-dessous [Besnier et Démoulin, 2013], où les termes en  $e^{-i\omega t}$  correspondant au régime transitoire sont omis :

modes  $TE_{mnp}^z$  :  $E_z = 0$ ,  $H_z \neq 0$

$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} E_x &= \frac{n\pi}{W} \cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{H}z\right) \\ E_y &= -\frac{m\pi}{L} \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{H}z\right) \\ E_z &= 0 \end{cases}\tag{2.8}$$

## Chapitre 2. Théorie générale de la chambre réverbérante (CR)

$$\vec{H}(\vec{r}) = \begin{cases} H_x = \frac{1}{iw\mu_0} \frac{m\pi}{L} \frac{p\pi}{H} \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{H}z\right) \\ H_y = \frac{-1}{iw\mu_0} \frac{n\pi}{W} \frac{p\pi}{H} \cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{H}z\right) \\ H_z = \frac{1}{iw\mu_0} \left(k^2 - \frac{p^2\pi^2}{H^2}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{H}z\right) \end{cases} \quad (2.9)$$

modes  $\text{TM}_{mnp}^z$  :  $H_z = 0$ ,  $E_z \neq 0$  :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} E_x = \frac{-1}{iw\epsilon_0} \frac{m\pi}{L} \frac{p\pi}{H} \cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{H}z\right) \\ E_y = \frac{-1}{iw\epsilon_0} \frac{n\pi}{W} \frac{p\pi}{H} \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{H}z\right) \\ E_z = \frac{1}{iw\epsilon_0} \left(k^2 - \frac{p^2\pi^2}{H^2}\right) \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{H}z\right) \end{cases} \quad (2.10)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \begin{cases} H_x = \frac{n\pi}{W} \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{H}z\right) \\ H_y = -\frac{m\pi}{L} \cos\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{W}y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{H}z\right) \\ H_z = 0. \end{cases} \quad (2.11)$$

Dans une cavité idéale (parois parfaitement métalliques et sans pertes), les modes stationnaires TE et TM ont des fréquences propres  $f_{mnp}$  données par :

$$f_{mnp} = \frac{c_0}{2\pi} k_{mnp} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{L}\right)^2 + \left(\frac{n}{W}\right)^2 + \left(\frac{p}{H}\right)^2} \quad (2.12)$$

avec

$$k_{mnp} = \pi \sqrt{\left(\frac{m}{L}\right)^2 + \left(\frac{n}{W}\right)^2 + \left(\frac{p}{H}\right)^2}, \quad (2.13)$$

en fonction des dimensions  $L$ ,  $W$  et  $H$ , où  $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}$  désigne la vitesse de la lumière dans le vide. On définit le mode fondamental comme le mode ayant la première fréquence propre : pour  $L \geq W \geq H$ , elle est déterminée par les deux grandes valeurs du triplet  $(m, n, p) = (1, 1, 0)$ . La fréquence fondamentale de résonance dans ce cas correspond au mode  $\text{TM}_{110}$  et est donnée par :

$$f_0 = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{L}\right)^2 + \left(\frac{1}{W}\right)^2}. \quad (2.14)$$

Il est important de noter que, dans le cas des dimensions régulières de la cavité, plusieurs modes  $\text{TE}_{mnp}$  et  $\text{TM}_{mnp}$  ont la même valeur de fréquence de résonance et sont excités simultanément avec les mêmes conditions, on dit qu'ils sont dégénérés.

### 2.1.2 Fonctions de Green dyadiques

Nous revenons à l'équation de propagation avec le terme source de courant, pour résoudre cette équation différentielle. On fait appel à des fonctions couramment dites des fonctions de Green dyadique appelées aussi tenseur de Green. Cette fonction est la réponse d'un système à une source ponctuelle, située en une position  $\vec{r}'$ . On représente la source par la distribution de Dirac  $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$ . Les fonctions de Green dyadique fournissent une notation compacte pour déterminer les champs électrique et magnétique dus aux sources de courant. Nous prenons l'exemple de la cavité figure 2.1, excitée par une source ponctuelle. Le champ électrique  $\vec{E}(\omega, \vec{r})$  à l'intérieur de

## 2.1. Équations de Maxwell et ondes électromagnétiques (EM)

la cavité, réponse électromagnétique à une excitation de fréquence  $f$ , générée par une source de densité de courant arbitraire  $\vec{j}(\omega, \vec{r}')$  distribuée dans un volume  $V_0$ , est solution de l'équation :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\omega, \vec{r}) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\omega, \vec{r}) = -i \mu \omega \vec{j}(\omega, \vec{r}'). \quad (2.15)$$

La fonction de Green dyadique électrique satisfait l'équation différentielle suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \overleftrightarrow{G}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') - k^2 \overleftrightarrow{G}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') = -\delta(\vec{r} - \vec{r}') \mathbb{1}, \quad (2.16)$$

où  $\mathbb{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$  est l'unité dyadique,  $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$  est la fonction Dirac en trois dimensions :

$\delta(\vec{r} - \vec{r}') = \delta(x - x')\delta(y - y')\delta(z - z')$ . Le milieu étant linéaire, nous arrivons à l'expression du champ électrique  $\vec{E}$  en un point  $\vec{r}$  à partir de la connaissance de la distribution de courant dans le milieu :

$$\vec{E}(\omega, \vec{r}) = i \mu_0 \omega \int_{V_0} \overleftrightarrow{G}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') \vec{j}(\omega, \vec{r}') d\vec{r}', \quad (2.17)$$

dans le cas général  $\overleftrightarrow{G}$  possède neuf composantes et s'écrit sous forme matricielle, selon l'expression :

$$\overleftrightarrow{G} = \begin{pmatrix} G_{xx} & G_{xy} & G_{xz} \\ G_{yx} & G_{yy} & G_{yz} \\ G_{zx} & G_{zy} & G_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Ainsi les trois composantes cartésiennes du vecteur de champ électrique données par :

$$\vec{E}_i(\omega, \vec{r}) = \overleftrightarrow{G}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') \vec{e}_i = \begin{pmatrix} G_{xi} \\ G_{yi} \\ G_{zi} \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

(où  $i = x, y, \text{ ou } z$ ), représentent la réponse EM de la cavité à une excitation par une source de courant ponctuelle dans l'espace positionnée en  $\vec{r}'$ , polarisée selon  $\vec{e}_i$  avec une pulsation  $\omega = c k$ . La fonction de Green peut donc se développer en fonction des valeurs propres  $k_n$  et champs propres  $\vec{E}_n$  de la cavité [Collin, 1991].

$$\overleftrightarrow{G}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n^2 \vec{E}_n(\vec{r}) \otimes \vec{E}_n(\vec{r}')}{k^2(k_n^2 - k^2)} - \frac{1}{k^2} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \mathbb{1}. \quad (2.20)$$

Pour  $\vec{r} \neq \vec{r}'$  (point de source ne correspond pas au point de mesure) la relation (2.20) devient :

$$\overleftrightarrow{G}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n^2 \vec{E}_n(\vec{r}) \otimes \vec{E}_n(\vec{r}')}{k^2(k_n^2 - k^2)}. \quad (2.21)$$

Afin d'obtenir une réponse à une fréquence d'excitation donnée, il faut avoir les valeurs des champs propres  $\vec{E}_n$  et les valeurs propres de la cavité au voisinage de la fréquence d'excitation



## Chapitre 2. Théorie générale de la chambre réverbérante (CR)

Matériel	conductivité $\sigma$ [ $10^6$ S/m]
Argent	61
Cuivre	58
Aluminium	37
Zink	16

**Tableau 2.1** – Les valeurs de conductivité électrique typiques des matériaux utilisés dans les applications CEM.

*f.*

## 2.2 La CR à brassage de modes : un outil de tests et de mesures en CEM

### 2.2.1 Les chambres réverbérantes à brassage de modes (CRBM)

#### Principe de fonctionnement

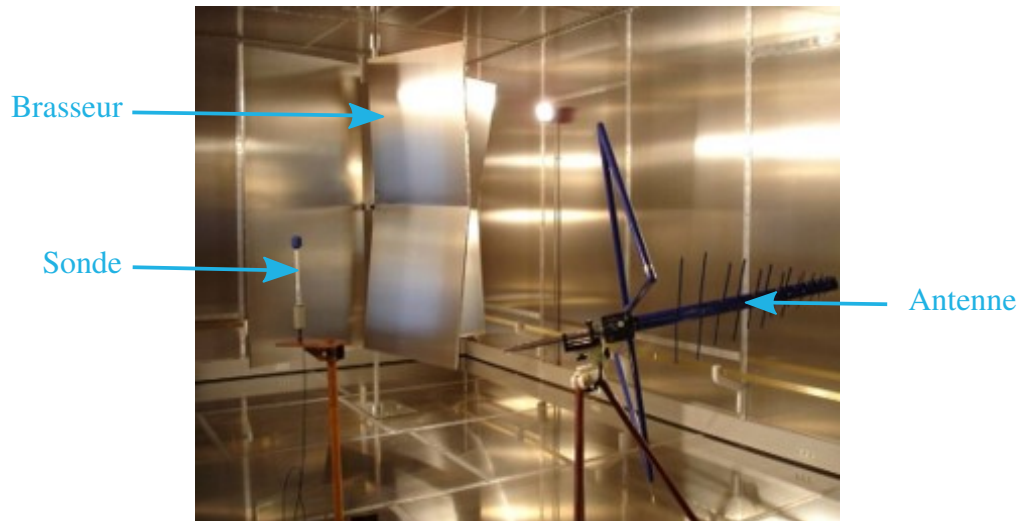
En général les CRBM sont des enceintes métalliques fermées. Les principaux matériaux utilisés pour la construction des CRBM sont l'acier galvanisé, l'aluminium et le cuivre (voir tableau 2.1). Les dimensions sont grandes par rapport à la longueur d'onde (cavité surdimensionnée). Ce sont des cages de Faraday qui permettent d'isoler l'environnement électromagnétique de la chambre de l'extérieur. Souvent de forme parallélépipédique et ses parois dépourvues d'absorbants, la chambre réverbérante est généralement équipée de plusieurs éléments :

- Un ou plusieurs brasseurs : ce sont des objets constitués de pâles métalliques, de forme complexe quelconque, fixés sur un axe qui est mis en rotation par un moteur (figure 2.2).
- Les sondes composées de trois antennes monopoles orthogonales entre elles, permettent de scanner le module de champ électrique total et ses 3 composantes en un point de mesure.
- Les antennes servent à générer (capter) le champ électromagnétique à l'intérieur de la chambre.

Du fait des multiples réflexions des ondes sur les parois de la CRBM et du mouvement du brasseur qui modifie les conditions aux limites aux bords de la cavité EM, le champ résultant est considéré comme statistiquement uniforme dans un volume de la chambre éloigné des parois. Les CRBM ont la capacité de produire des champs d'amplitude élevée de l'ordre de quelques centaines ou milliers de V/m si on compare au niveau du champ dans une chambre anechoïque (CA) pour la même puissance injectée. Les champs dans une CRBM sont supposés statistiquement isotropes et uniformes. Ces dernières années, la CRBM a connu un intérêt croissant de la part de la communauté industrielle. Son usage s'étant diversifié, elle est notamment utilisée pour :

- Les tests des canaux de radiocommunication sans fil.
- Les tests bio-électromagnétiques pour l'étude de l'exposition de l'homme aux ondes EM [Hegge *et al.*, 2004].
- Les tests CEM dans les industries automobile et à aéronautique [Ely *et al.*, 2011].

## 2.2. La CR à brassage de modes : un outil de tests et de mesures en CEM



**FIGURE 2.2** – Chambre réverbérante de la société SIEPEL, fabricant français pour des tests de compatibilité électromagnétique. Au fond à gauche on voit un brasseur constitué de pâles métalliques fixées sur un axe, devant sur un support orange on voit une sonde du champ EM et à droite une antenne log-périodique. Image provenant du lien : <https://www.siepel.com/fr/>.

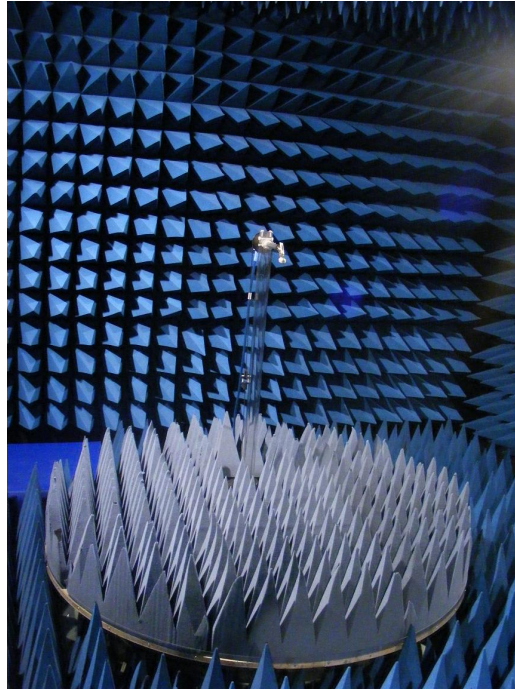
### 2.2.2 CRBM comme outil de tests et mesures en CEM

De nos jours, les systèmes embarquant des puces électroniques et les circuits électriques sont devenus omniprésents. Avec la montée en fréquences (jusqu'à quelques GHz), le fonctionnement de ces systèmes dans ces gammes de fréquences fait qu'ils sont à la fois source d'une perturbation EM dans l'environnement qui les entoure, et aussi victimes des rayonnements et perturbations de cet environnement EM. Les études de compatibilité électromagnétique ont pour objectif de traiter ces phénomènes qui sont liés au transfert non intentionnel d'énergie et de proposer des solutions pour limiter l'émission des perturbations EM. Il est obligatoire pour un dispositif de connaître :

- Son émissivité i.e. évaluer la perturbation générée par un appareil source lors de son fonctionnement, avant qu'il soit mis en service.
- Son immunité i.e. chercher à évaluer le niveau de protection d'un système vis-à-vis des champs EM pouvant engendrer son dysfonctionnement.

La réalisation ou la simulation d'un essai qui reflète la situation réelle d'un équipement sous test est la principale difficulté de la CEM. Cette réalisation des tests pour identifier et corriger les défauts d'un équipement ou valider son comportement CEM peut être mise en œuvre soit dans une CA ou dans une CRBM [IEC standard, 2003] pour ce qui est des perturbations par rayonnement électromagnétique :

- La CA est une salle métallique, de forme parallélépipédique, ses parois sont recouvertes d'absorbants EM qui servent à éviter les réflexions d'ondes EM non souhaitées, car elles perturbent les mesures (figure 2.3).
- La CRBM (voir figure 2.2) est devenue une alternative à la CA comme moyen d'essais CEM. Elle est de plus en plus employée, car notamment moins coûteuse que la CA (le tableau 2.2 montre une comparaison entre les caractéristiques de la CR et la CA). L'équi-



**FIGURE 2.3** – Chambre anéchoïque utilisée par l'école nationale supérieure de techniques avancées ENSTA ParisTech, pour la conception d'antennes. Image provenant du site web : <https://blogrecherche.wp.imt.fr/2011/03/01/>.

pement sous test (EST) est plongé dans un champ EM fort, non polarisé, statiquement uniforme et isotrope. Ces caractéristiques sont exploitées pour les tests d'immunité électromagnétique. Contrairement à la CA, dans une CRBM, l'EST n'a pas besoin d'être déplacé ni tourné, parce que l'énergie est répartie d'une manière uniforme et isotrope sur l'EST quelles que soient sa position et son orientation. Il suffit de chercher la fréquence qui présente un dysfonctionnement de l'EST.

La CRBM connaît un nouvel essor depuis quelques années, car elle présente un moyen d'essai original pour la simulation des canaux de propagation. Elle offre une possibilité de réaliser des tests de dispositifs de communication sans fil (voir section 2.3). L'utilisation des CRBM dans des essais CEM a été favorisée par rapport aux techniques classiques des mesures en CA, comme en témoignent dans les dernières normes de la commission internationale d'électrotechnique (CEI) [IEC standard, 2003 ; IEC standard, 2011].

Dans les sections suivantes nous aborderons les paramètres qui caractérisent les chambres réverbérantes tels que le rôle du brassage, la densité de mode, le facteur de qualité et la fréquence minimale d'utilisation.

### 2.2.3 Brassage de modes

Lorsque la chambre réverbérante est excitée avec une onde EM de fréquence  $f$ , au cours de la rotation du brasseur, on modifie les conditions aux limites de la CR. En conséquence, les modes de résonances sont modifiés, ce qui permet d'obtenir en moyenne une réponse statistiquement homogène et isotrope. Il existe plusieurs techniques pour brasser le champ EM à l'intérieur de la

## 2.2. La CR à brassage de modes : un outil de tests et de mesures en CEM

	Chambre anéchoïque	Chambre réverbérante
Configuration	-chambre blindée -absorbante -antennes TX/RX -orientation de l'EST change	-chambre blindée -réfléchissante -antennes TX/RX -orientation de l'EST fixe -brassage
Type de champ	onde plane / trajet unique	multi-modes /multi trajets
Environnement	espace libre	espace réverbérant
Type de polarisation	fixe	arbitraire
Direction d'incidence	fixée	toutes les directions
Description du champ	déterministe	statistique
Durée de mesure pour une applicaiton donnée	importante	réduite

**Tableau 2.2** – Différences entre une chambre anéchoïque et une chambre réverbérante.

CR. Parmi ces techniques de brassage, on peut citer :

— *Brassage de modes mécanique* :

Cette méthode consiste à introduire un brasseur à l'intérieur de la CR, le mouvement rotatif du brasseur, permet de modifier les conditions aux limites d'une façon dynamique, le spectre des modes, aussi que la répartition spatiale du champ EM. La rotation du brasseur se fait soit en mode continu, soit en mode pas à pas, sur une rotation complète. On rappelle que le champ EM est stationnaire dans une cavité idéale. C'est la technique la plus utilisée par la communauté CEM et qui sera utilisée dans nos expériences.

La présence du brasseur réduit le volume disponible pour les tests de l'EST [IEC standard, 2003]. La réponse EM obtenue d'une configuration à l'autre doit être décorrélée<sup>1</sup> [IEC standard, 2003]. Lors de la conception du brasseur, il est nécessaire d'éviter une structure symétrique de brasseur (figure 2.4) afin de maximiser le nombre de positions indépendantes [IEC standard, 2003].

— *Brassage fréquentiel ou électronique de modes* : Ce type de brassage consiste à fixer la géométrie de la CR et modifier la fréquence d'excitation, d'une manière quasi continue sur une bande ayant des fréquences indépendantes [Lemoine et al., 2008]. La largeur de bande minimale permettant d'obtenir des fréquences indépendantes est de l'ordre de la bande passante modale.

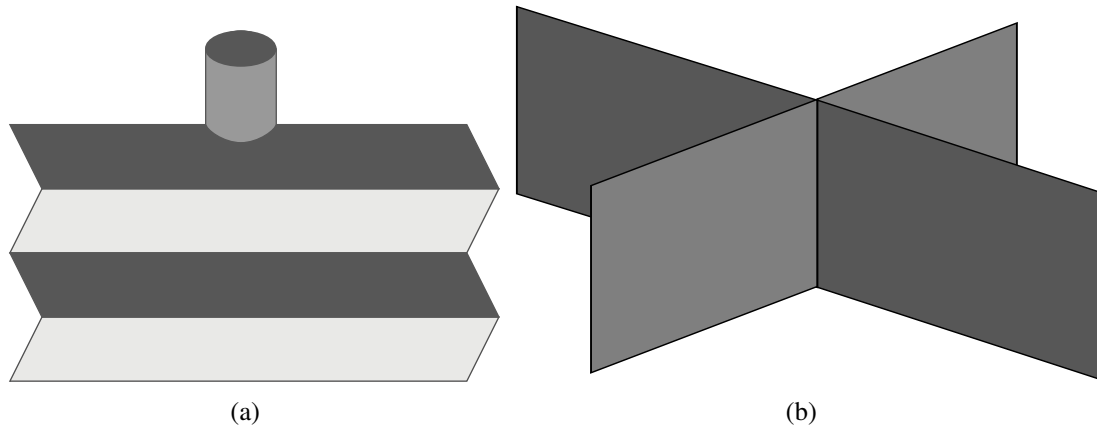
Ce type de brassage remédie à certains des inconvénients du brassage mécanique, le temps de stabilisation du brasseur une fois atteint sa position souhaitée et un volume de test plus grand.

— *Brassage par mouvement des murs de la CR* :

Une autre manière de brasser mécaniquement le champ EM dans une CR est de changer la distribution du champ en bougeant les murs. Plusieurs études de cette approche ont été menées par F. Leferink [Leferink, 1998].

La chambre réverbérante intrinsèque à parois vibrantes (VIRC, Vibrating Intrinsic Re-

1. La dimension du brasseur soit non négligeable par rapport à la plus grande longueur d'onde d'excitation utilisée (à la plus faible fréquence d'essai)



**FIGURE 2.4** – Vue 3D de : (a) un brasseur asymétrique en  $z$  et (b) un brasseur symétrique

verberation Chamber) est un exemple pour illustrer ce type de brassage. Ses parois sont constituées d'une toile conductrice que l'on fait osciller mécaniquement pour modifier les conditions aux limites et obtenir une certaine uniformité du champ. Cette approche élimine l'utilisation du brasseur à l'intérieur de la CR.

— *Brassage par des métasurfaces contrôlables* :

Pour remédier à certaines limitations et contraintes du brassage mécanique (i.e. volume de test est réduit, complexité de brasseur...), une nouvelle alternative est proposée. Il s'agit du brassage avec des métasurfaces reconfigurables électroniquement (Electronically Reconfigurable Metasurfaces, ERM) récemment proposé par [Sun *et al.*, 2018 ; Gros *et al.*, 2019].

Une métasurface consiste en un groupement de cellules électroniques de taille centimétrique appelées pixels agissant comme une assemblée de miroirs EM. Chaque pixel est contrôlé électroniquement permettant de changer de façon binaire la condition de réflexion du champ EM.

Différentes approches et types de brassage ont été proposés pour se distinguer des méthodes déjà citées, soit par modification de la position d'antenne d'émission à l'intérieur de la chambre (brassage spatial) ou soit par un brassage qui réunit deux techniques traditionnelles (par exemple en utilisant un brasseur en métal et le mouvement des parois ondulées). Si le brassage est efficace, pour chaque configuration (une position donnée, une fréquence d'excitation), on obtient des réalisations du champ à la position de l'EST, différentes les unes des autres. En conséquence, on peut considérer que le champ suit un processus aléatoire.

### 2.2.4 Nombre de modes et densité spectrale de modes

D'après la littérature, le bon fonctionnement d'une CRBM dépend fortement de la densité de modes. Ceci se produit quand cette densité est suffisamment importante pour une fréquence d'excitation donnée. Le mathématicien allemand Hermann Weyl a établi une formule analytique, donnant le nombre moyen de modes, noté  $N(f)$ , dont la fréquence est inférieure à  $f$  [Liu *et al.*, 1983 ; Deus *et al.*, 1995 ; Alt *et al.*, 1997]. Dans une cavité rectangulaire avec les dimensions  $L$ ,

## 2.2. La CR à brassage de modes : un outil de tests et de mesures en CEM

$W$  et  $H$ , de volume  $V$ , ce nombre est donné par :

$$N(f) = \frac{8\pi V}{3c_0^3} f^3 - \frac{(L + W + H)}{c_0} f + \frac{1}{2}, \quad (2.22)$$

où  $c_0$  est la vitesse de la lumière dans le milieu (généralement dans l'espace libre). Dans le cas d'une cavité électriquement large, l'expression (2.22) peut être approchée par son terme dominant :

$$N_W(f) = \frac{8\pi V}{3c_0^3} f^3. \quad (2.23)$$

Dans une cavité de forme quelconque le premier terme de la formule (2.22) reste le même [Lukosz, 1973 ; Balian et Duplantier, 1977]. La densité modale est associée intuitivement à un certain nombre de modes résonnants autour de la fréquence d'excitation. La densité modale peut donc être définie par le nombre moyen  $dN$  de modes trouvés dans une petite bande fréquentielle de largeur  $df$  centrée en  $f$ . L'expression de la densité modale à l'ordre dominant s'écrit [Balian et Duplantier, 1977] :

$$\varrho(f) = \frac{dN}{df} = \frac{8\pi V}{c_0^3} f^2. \quad (2.24)$$

On remarquera que la densité de modes est proportionnelle au volume  $V$  de la cavité ainsi qu'à la fréquence au carré. La densité de mode est un paramètre important à prendre en compte lors de la conception de la chambre réverbérante. Elle détermine la façon avec laquelle plusieurs modes sont présents dans une bande de fréquence autour de la fréquence d'excitation. La densité de modes permet d'introduire la notion clé de recouvrement modal présentée dans la section suivante. La figure 2.5 illustre la densité de modes en fonction de la fréquence, pour des valeurs différentes du volume  $V=0,45, 1, 10$  et  $100 \text{ m}^3$  de la CR. On constate que lorsque le volume est de  $V=1 \text{ m}^3$ , si la densité de mode doit être supérieure à 1 mode/MHz, la fréquence doit être supérieure à 1 GHz. Si la fréquence est réduite, le volume de la CR doit être augmenté pour maintenir la densité de mode.

### 2.2.5 Recouvrement modal et pertes dans la CR

La réponse électromagnétique de la CR pour une fréquence d'excitation  $f$  i.e. la mesure en une position fixe  $\vec{r}$  du champ électrique  $\vec{E}(\vec{r})$  créé par une source de courant  $\vec{J}(\vec{r}')$  située dans un volume  $V$  est un spectre discret de fréquences de résonances. Dans une CR dont les murs sont parfaitement conducteurs, on s'attend à ce que le champ soit nul sauf quand l'excitation a exactement la fréquence de résonance  $f = f_n$ . En réalité, la CR présente des pertes (dans le diélectrique qui remplit la CR, par les pertes ohmiques aux parois ...) et une partie de l'énergie introduite à l'intérieur de la CR est dissipée par celle-ci, ce qui se traduit par une largeur finie de la résonance.

Dans l'expression de l'équation (2.21), les pertes conduisent à des modes propres complexes  $\vec{E}_n$  associés à des valeurs propres complexes  $k_n = \frac{2\pi f_n}{c_0} (1 - \frac{i}{2Q_n})$ ,  $f_n$  et  $Q_n$  étant respectivement la fréquence centrale et le facteur de qualité de la  $n^{\text{ème}}$  résonance (voir plus de détails à la section 2.2.6). Lorsque ces pertes ne peuvent pas être négligées, il devient alors difficile de distinguer



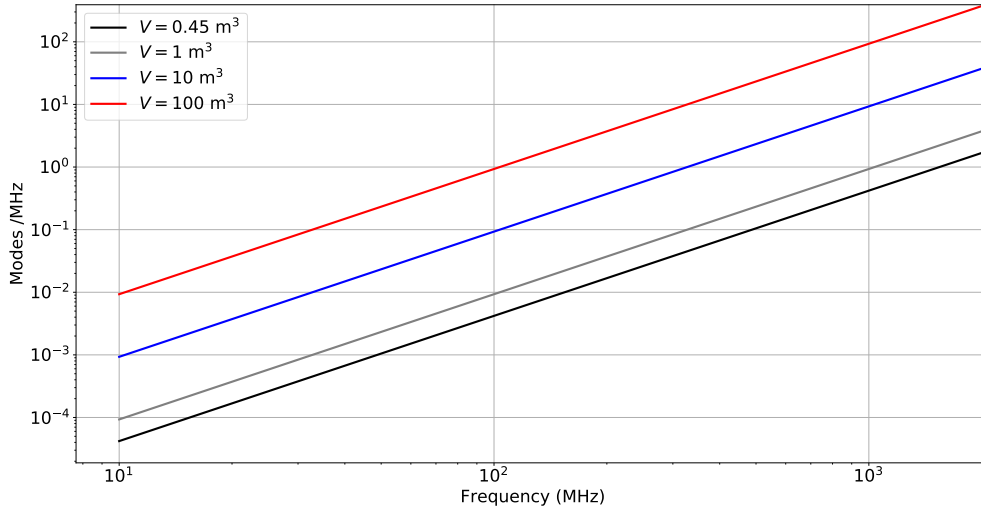


FIGURE 2.5 – La densité de modes numériques  $\rho(f)$ , équation (2.24) en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du volume  $V=0.45, 1, 10$  et  $100 \text{ m}^3$ .

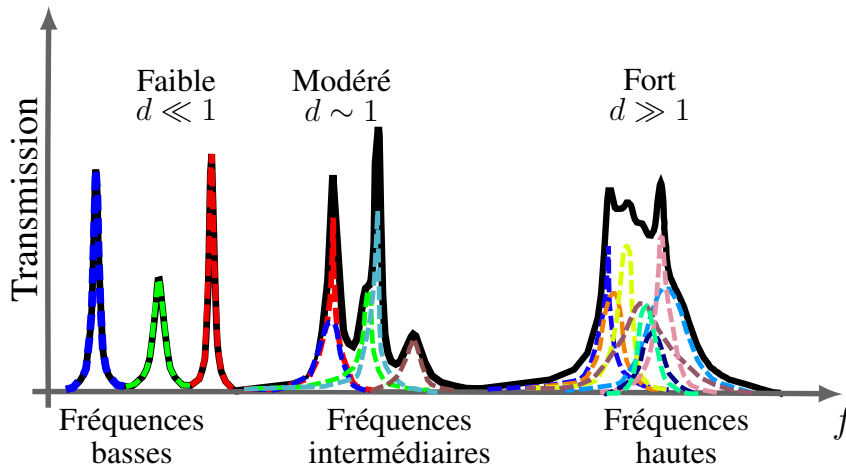


FIGURE 2.6 – Trois régimes de recouvrement modal.

les résonances adjacentes à cause d'une valeur élevée du recouvrement modal  $d$ , paramètre sans dimension défini par :

$$d = \frac{\bar{\Gamma}}{\Delta}, \quad (2.25)$$

où  $\Delta$  représente l'espacement moyen entre les résonances successives, donné par :

$$\Delta = \frac{1}{\rho(f)} = \frac{c_0^3}{8\pi V f^2}, \quad (2.26)$$

et  $\bar{\Gamma}$  est la largeur moyenne des résonances individuelles donnée par :

$$\bar{\Gamma} = \left\langle \frac{f_n}{Q_n} \right\rangle. \quad (2.27)$$

Selon les pertes à l'intérieur de la CR et la force de couplage avec l'extérieur, on distingue trois régimes distincts de recouvrement modal, voir figure 2.6 :

## 2.2. La CR à brassage de modes : un outil de tests et de mesures en CEM

—  $d \ll 1 \leftrightarrow \bar{\Gamma} \ll \Delta$  :

Dans ce régime dit à faible recouvrement modal, l'influence des pertes et le couplage avec l'extérieur sur le spectre sont complètement négligeables. Les résonances peuvent être considérées comme isolées : seule la résonance individuelle la plus proche de  $f$  intervient dans la réponse de la CR. C'est un régime correspondant généralement aux basses fréquences de la CR.

—  $d \gg 1 \leftrightarrow \bar{\Gamma} \gg \Delta$  :

Dans ce régime à fort recouvrement modal, la largeur et la densité des modes augmentent toutes deux avec la fréquence et les résonances individuelles commencent à se recouvrir. Il est alors impossible d'exciter un mode séparément des autres. Le champ résultant peut être assimilé à une superposition aléatoire d'ondes planes, la réponse étant alors statistiquement uniforme et isotrope. Dans ce régime, la CR est généralement dite en « surmode » (overmoded).

—  $d \sim 1 \leftrightarrow \bar{\Gamma} \sim \Delta$  :

Lorsque la largeur de la résonance devient comparable à l'écart moyen, seuls quelques modes participent à la réponse. Dans ce régime, pour différentes configurations et fréquences d'excitations de la CR, la réponse n'est généralement pas statistiquement uniforme et isotrope.

Nous allons montrer plus tard que dans une chambre réverbérante chaotique, le fait de considérer que le champ est une superposition d'ondes planes aléatoire, peut être aussi observé même lorsqu'on est dans le régime du faible recouvrement modal  $d \ll 1$  [Gros, 2014].

### 2.2.6 Facteur de qualité

Le facteur de qualité, noté  $Q$ , traduit la capacité de la CR d'emmagasiner de l'énergie électromagnétique et l'isolation de celle-ci par rapport à l'environnement électromagnétique extérieur. Il est utilisé aussi pour caractériser les pertes dans une CR. Un système avec un facteur de qualité faible indique qu'il dissipe l'énergie très rapidement [Boyes, 2013]. Avec un facteur de qualité assez élevé on obtient des niveaux de champ relativement élevés à l'intérieur de la CR, avec un minimum de puissance injectée en entrée.

La caractérisation de la CR se base en partie sur le facteur de qualité. C'est un paramètre important puisqu'il permet d'estimer indirectement la moyenne de la puissance EM moyenne à l'intérieur de la CR. Il permet également d'estimer l'efficacité de blindage ainsi que la constante de temps de la CR. Lorsque  $Q \gg 1$ , le facteur de qualité  $Q$  peut être calculé de façon approchée par :

$$Q_n = \frac{f_n}{\Gamma_n}, \quad (2.28)$$

où  $f_n$  est la fréquence de résonance et  $\Gamma_n$  la largeur de résonance autour de  $f_n$ . Ce calcul est difficile à mettre en œuvre dans des situations pratiques lorsque les résonances ne sont pas isolées [Hill *et al.*, 1994]. Une approche plus fondamentale consiste à utiliser la définition de base du facteur  $Q$  directement liée aux différentes pertes. Il est défini selon l'expression générique donnée



## Chapitre 2. Théorie générale de la chambre réverbérante (CR)

par l'équation [Hill, 2009] :

$$Q = \frac{\omega U}{P_d}, \quad (2.29)$$

où  $U = \frac{1}{2} \iiint_V [\epsilon |E|^2 + \mu |H|^2] dv$ , est l'énergie emmagasinée dans la CR du volume  $V$ ,  $\omega$  la pulsation de l'onde excitée dans la cavité ( $\omega = 2\pi f$ ) et  $P_d$  la puissance dissipée. On notera que la formule (2.29) peut être comprise comme « moyenne » de la formule (2.28), dans le cas de recouvrement modal important. L'évaluation en pratique de (2.29) nécessite la connaissance de chaque mécanisme de pertes à l'intérieur de la CR : les pertes ohmiques de paroi, pertes par absorption due à l'EST, pertes dues à une fuite d'ouverture (interconnexions entre les murs ...), les pertes introduites par les antennes de réception  $R_x$  et de transmission  $T_x$ .

Par ailleurs la conservation de l'énergie dans le cas du régime stationnaire, implique que la puissance dissipée  $P_d$  dans la CR et la puissance transmise  $P_t$  à l'intérieur de celle-ci sont équivalentes [Hill, 2009] :

$$P_t = P_d. \quad (2.30)$$

La densité moyenne d'énergie EM stockée dans la CR est telle que  $\langle W \rangle = \epsilon E_0^2$ , et l'énergie emmagasinée se réduit à

$$U = V \cdot \langle W \rangle = V \epsilon E_0^2, \quad (2.31)$$

où  $V$  est le volume de la cavité et  $E_0^2$  la valeur quadratique moyenne du champ électrique. La puissance  $P_t$  et la valeur quadratique du champ  $E_0^2$  sont reliées par la relation suivante :

$$E_0^2 = \frac{Q P_t}{\omega \epsilon V}. \quad (2.32)$$

On suppose ici l'antenne adaptée sur la gamme de fréquences considérée. La puissance moyenne reçue par une antenne réceptrice dans la cavité est donnée par l'expression [Hill, 2009] :

$$\langle P_r \rangle = \frac{\lambda^3 Q P_t}{16\pi^2 V}, \quad (2.33)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde.

Le facteur de qualité peut être déterminé par des mesures à l'intérieur de la CR. Les mesures sont effectuées avec une antenne d'émission  $T_x$  et de réception  $R_x$ , pour mesurer les puissances moyennes transmises et reçues  $\langle P_t \rangle$  et  $\langle P_r \rangle$  sur un tour complet du brasseur. L'approche utilisée permet d'estimer le facteur de qualité de la CR comme suit [Hill *et al.*, 1994] :

$$Q = \frac{16\pi^2 V}{\eta_{T_x} \eta_{R_x} \lambda^3} \left\langle \frac{P_r}{P_t} \right\rangle, \quad (2.34)$$

où  $\eta_{T_x}$  et  $\eta_{R_x}$  sont respectivement l'efficacité de l'antenne d'émission  $T_x$  et de réception  $R_x$ .

Il existe plusieurs techniques qui permettent d'estimer le facteur de qualité composite d'une CR. On peut le déterminer soit :

- Analytiquement, il résulte de différentes sources de pertes, liées aux parois de la CR (pertes par effet Joule) et aux antennes présentes à l'intérieur de la chambre lors des mesures. Nous supposons que les pertes d'énergie par les autres processus sont négligeables,

## 2.2. La CR à brassage de modes : un outil de tests et de mesures en CEM

alors la puissance dissipée peut s'écrire

$$P_d = \sum_i P_{d_i} = P_{parois} + P_{ant}, \quad (2.35)$$

où  $P_{d_i}$  est la puissance dissipée dans l'un des mécanismes de pertes considéré (ici pertes ohmiques sur les parois notées  $P_{parois}$  et les pertes induites par les antennes notées  $P_{ant}$ ). Le facteur  $Q$  global s'exprime comme suit :

$$1/Q = 1/Q_{parois} + 1/Q_{ant}, \quad (2.36)$$

où  $Q_{parois}$  est le facteur de qualité lié aux pertes ohmiques sur les parois de la cavité et  $Q_{ant}$  le facteur de qualité des antennes (liés aux pertes induites par les antennes). Ce dernier peut être estimé grâce à la relation [Hill, 2009].

$$Q_{ant} = \frac{16\pi^2 V}{N_a} \frac{1}{\lambda^3}, \quad (2.37)$$

où  $N_a$  est le nombre d'antennes (supposées adaptées et identiques).

- Dans le domaine temporel (la technique adoptée dans notre partie expérimentale), l'équation de conservation de l'énergie permet de décrire l'évolution de l'énergie moyenne emmagasinée au cours de temps dans la CR :

$$\frac{dU}{dt} + P_d = 0 \iff \frac{dU}{dt} + \frac{\omega U}{Q} = 0, \quad (2.38)$$

où la condition initiale  $U_{t=0} = U_0$ , soit :

$$\begin{aligned} U(t) &= U_0 \exp\left(-\frac{\omega t}{Q}\right) \\ U(t) &= U_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \end{aligned} \quad (2.39)$$

L'énergie moyenne emmagasinée décroît donc dans le temps avec une constante de temps  $\tau$  proportionnelle à  $Q$ . Dans la pratique, on commence par la détermination de la constante de temps, généralement en faisant une régression linéaire de la puissance [Zhang *et al.*, 2015 ; Xu *et al.*, 2016], ensuite on déduit la valeur du facteur  $Q$  par [Holloway *et al.*, 2012b]

$$Q = \omega\tau, \quad (2.40)$$

où  $\tau$  est la constante de temps de la CR. La technique utilisée pour la détermination de  $\tau$  sera détaillée dans la section 5.2.3.

La conception de la CR nécessite une attention particulière aux matériaux et équipement utilisés pour obtenir de bonnes performances en termes du facteur de qualité  $Q$ . Ce dernier est influencé principalement par :

- Les propriétés intrinsèques de la CR (conductivité du matériau de la paroi . . .), ou par des

## Chapitre 2. Théorie générale de la chambre réverbérante (CR)

---

spécifications particulières comme les ouvertures et les conduits de ventilation.

- Les charges introduites par les antennes  $T_x$  et  $R_x$ , avec trépieds, support de la sonde, les câbles ou par la présence de l'EST.

### 2.2.7 Notion de fréquence minimale d'utilisation

Dans une CR, pour satisfaire aux critères statistiques du champ EM, la densité de modes EM doit être suffisamment importante pour obtenir un recouvrement modal élevé. Dans ces conditions, la cavité est dite en « surmode ». On peut obtenir le recouvrement modal également à partir de la relation  $d = \rho f Q^{-1}$  où  $\rho$  et  $Q$  sont respectivement la densité modale et le facteur de qualité moyen de la cavité autour d'une fréquence  $f$ . À l'aide de l'équation (2.24), on estime la valeur de recouvrement modal  $d$ , autour d'une fréquence donnée, en fonction du volume de la CR et son facteur de qualité moyen :

$$d = \frac{8\pi V}{c^3 Q} f^3, \quad (2.41)$$

La figure 2.6 illustre que plus on monte en fréquence plus le recouvrement modal est fort et le mécanisme de brassage devient plus efficace. Tandis que pour la gamme des fréquences basses où  $d \ll 1$  les résonances individuelles sont bien isolées. Entre les deux gammes de fréquences, il existe une fréquence de transition à partir de laquelle on a un régime de fonctionnement de cavité surdimensionnée [Bruns, 2005 ; Hill, 1998a], où le champ peut être considéré statistiquement uniforme et isotrope. Cette fréquence, baptisée fréquence minimale d'utilisation (LUF pour Lowest Usable Frequency), est couramment associée à la fréquence minimale pour laquelle la CR atteint les propriétés requises à son exploitation. En fait, il n'existe pas de définition bien précise ni une équation simple pour la calculer. Dans la littérature, on peut trouver plusieurs définitions de la LUF [Bruns, 2005 ; IEC standard, 2003] :

- La LUF est considérée comme la plus basse fréquence à partir de laquelle le critère d'uniformité statistique du champ, défini dans la norme [IEC standard, 2003], est vérifié.
- La LUF comprise entre 3 et 6 fois la fréquence de coupure  $f_c$  (du mode fondamental) de la cavité sans le brasseur ( $LUF = 3f_c$ ) [IEC standard, 2003].
- La LUF est définie comme la fréquence à partir de laquelle, on a au moins entre 60 et 100 modes excités dans la cavité, avec une densité de modes d'au moins 1,5 modes/MHz autour de la LUF.

### 2.2.8 Calcul du nombre d'échantillons non corrélés

L'introduction d'un dispositif de brassage mécanique dans la CR, pour redistribuer l'énergie du champ permet d'aborder le champ statistiquement. Les conditions aux limites sont modifiées lorsque le brasseur subit des rotations ou qu'il se déplace à l'intérieur de la CR. Afin d'utiliser la théorie basée sur les statistiques régissant le champ EM dans les CR, il est nécessaire de générer un nombre élevé d'échantillons indépendants dans la chambre [Kostas et Boverie, 1991 ; Hill, 1998a]. Le but dans le domaine des chambres réverbérantes étant d'avoir un champ EM statistiquement uniforme, dans les limites d'incertitude et de confiance acceptables.

## 2.2. La CR à brassage de modes : un outil de tests et de mesures en CEM

Nous nous intéresserons à la détermination du nombre d'échantillons non corrélés, d'un processus stochastique, comme indiqué par la définition donnée dans les normes [IEC standard, 2003 ; IEC standard, 2011] de la communauté CEM. Elle passe par la détermination de la fonction d'autocorrélation du premier ordre. L'indépendance des séries de données mesurées se fait pour chaque position angulaire de brasseur et pour une fréquence fixe. Dans la suite, nous rappellerons la démarche à suivre.

### Mesure de la corrélation

Rappelons dans un premier temps l'expression de la fonction d'autocorrélation du premier ordre, qui s'obtient par le coefficient de corrélation noté  $\rho$ . Le coefficient  $\rho$  entre l'ensemble des données de  $N$  réalisations  $P_1(p_1, p_2, p_3, \dots, p_N)$ , de moyenne  $\bar{P}$  et le même ensemble dont les éléments sont décalés par un rang de décalage  $d$  (dans notre cas  $d = 1$ ) définit de la façon suivante :

$$P_1 = (p_1, p_2, \dots, p_{N-1}, p_N), P_2 = (p_N, p_1, \dots, p_{N-1}), \dots \quad (2.42)$$

Dans ce cas l'expression de la fonction d'autocorrélation d'ordre 1 de l'échantillon de donnée  $P$  est telle que [Tassi et Legait, 1990] :

$$\rho(j) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (P_i - \bar{P})(P_{i+j} - \bar{P})}{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (P_i - \bar{P})^2} \quad (2.43)$$

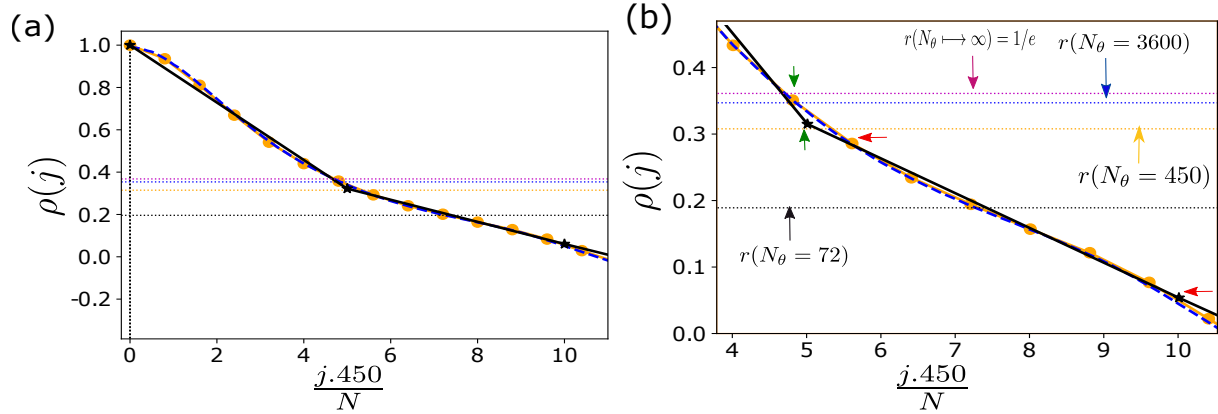
Le coefficient de corrélation  $\rho$  (figure 2.7) est compris entre -1 et 1. Quand  $\rho$  est nul, la corrélation est inexistante. La corrélation est parfaite lorsque  $\rho = 1$ . Notons que la valeur exacte de la fonction d'autocorrélation est atteinte pour  $N \mapsto \infty$ , le coefficient de corrélation  $\rho$  n'est qu'un estimateur de la fonction d'autocorrélation puisque dans la pratique on dispose d'un nombre fini d'échantillons. D'un point de vue normatif, on considère une valeur critique pour la fonction d'autocorrélation en deçà de laquelle la corrélation est absente. Les données sont considérées comme non corrélées lorsque la valeur de l'amplitude du coefficient de corrélation passe en dessous d'une constante notée  $r$ , sa valeur est :

$$r = \frac{1}{e} \approx 0,37, \quad (2.44)$$

cette valeur limite admise par la norme IEC 2003 [IEC standard, 2003], n'est valable que dans le cas d'échantillons d'un nombre infini, et peut varier selon la nature des applications. Pour des valeurs non inférieures à 100, la norme IEC 2011 [IEC standard, 2011] propose de prendre en compte le caractère fini de l'échantillon, et modifie l'expression du seuil donnée dans l'équation (2.44) par un nouveau seuil dont l'expression a été justifiée par les travaux de Krauthäuser [Kräuthäuser *et al.*, 2005] :

$$r_{N_\theta} = 0,37 \left( 1 - \frac{7,22}{N_\theta^{0,64}} \right) \quad (2.45)$$

Le nombre d'échantillons non corrélés que le brasseur peut fournir à une fréquence particu-



**FIGURE 2.7** – (a) Fonction d’autocorrélation de la puissance de transmission en fonction des différents pas angulaire du brasseur  $j : 1 \dots N_\theta$ , pour différentes tailles des échantillons :  $N_\theta = 3600$  (tirets bleu),  $N_\theta = 450$  (orange) et  $N_\theta = 72$  (noir), en utilisant le seuil  $r$  fixé par la norme IEC 2003 [IEC standard, 2003] (voir l’équation (2.44)) et le seuil  $r_{N_\theta}$  de la norme IEC 2011 [IEC standard, 2011] (voir l’équation (2.45)). Ici la fréquence est fixée à  $f=4,95$  GHz.

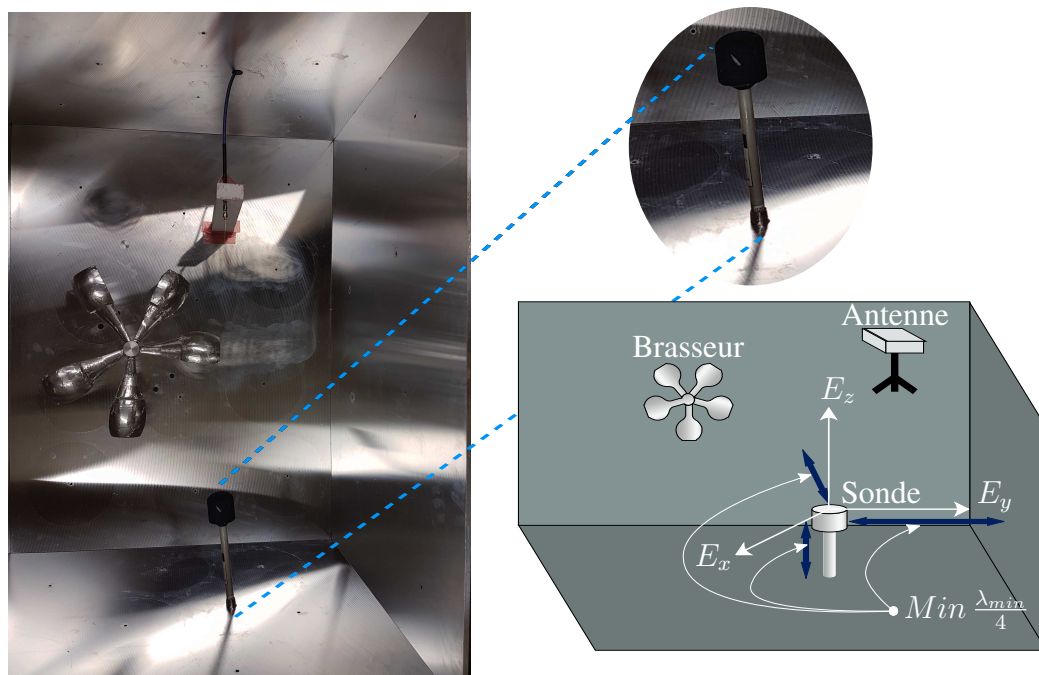
(b) un zoom sur la même fonction d’autocorrélation. Les petites flèches indiquent les points qui déterminent les valeurs de  $\lambda_\theta$ , en vert pour la norme IEC 2003 [IEC standard, 2003] et en rouge celle de la norme IEC 2011 [IEC standard, 2011].

lière peut être déterminé en divisant le nombre total d’échantillons  $N_\theta$  sur une rotation complète du brasseur, par le nombre minimal de pas  $\lambda_\theta(f)$  nécessaire pour réduire la valeur du coefficient de corrélation en dessous du seuil :

$$N(f) = \frac{N_\theta}{\lambda_\theta(f)}. \quad (2.46)$$

On montre sur la figure 2.7 un exemple d’une fonction d’autocorrélation de la puissance de transmission en fonction des différents pas angulaire sur une révolution du brasseur : les tailles des échantillons  $N_\theta=3600$  en bleu pointillé, pour  $N_\theta=450$  en orange (valeur typique utilisée dans la norme ) et  $N_\theta=72$  en noir, pour une fréquence fixe  $f=4,95$  GHz (pour plus de détails voir la partie de l’étude expérimentale 5.3.1). Le seuil fixé par la norme [IEC standard, 2003], donné par l’équation (2.44) est représenté en ligne horizontale (en magenta). Les autres lignes horizontales illustrées en couleur bleu, orange et noir sur la figure 2.7(b) correspondent aux seuils indiqués dans la norme [IEC standard, 2011], voir l’équation (2.45). Nous constatons que le nombre d’échantillons non corrélés (NIS) dans le cas d’un nombre d’échantillons de petite taille  $N_\theta = 72$  (courbe en noir) est différent d’une norme à l’autre : selon la norme IEC 2003 [IEC standard, 2003] (les deux flèches en vert) il est de l’ordre de  $\frac{72}{5}=14,4$ , tandis que pour la norme IEC 2011 [IEC standard, 2011] (les deux flèches en rouge) il est estimé à  $\frac{72}{10}=7,2$ . Dans le cas où l’on considère un nombre d’échantillons plus grand  $N_\theta = 450$  i.e. un espacement angulaire plus fin, les résultats donnent :  $\frac{450}{4,5}=100$  selon la norme IEC 2003 [IEC standard, 2003] et  $\frac{450}{5,5}=81$  selon celle de IEC 2011 [IEC standard, 2011].

L’ancienne norme IEC 2003 a tendance à surestimer le NIS par rapport à la nouvelle norme IEC 2011. Dans le chapitre 5, nous présenterons en détail une méthode originale d’interpolation destinée à affiner l’estimation de NIS à partir de nos résultats expérimentaux.



**FIGURE 2.8** – Mesure des composantes du champ à l’intérieur de la CR, autour de laquelle s’articule notre partie expérimentale, à l’aide d’une sonde fournie par SIEPEL. La position de mesure est distante des parois et du brasseur d’au moins d’un quart de longueur d’onde  $\lambda/4$ .

### 2.2.9 Critères d’uniformité, d’homogénéité et d’isotropie

Dans le contexte des essais en CR, il est important de réaliser une évaluation de l’aspect idéal (ou comportement proche de l’idéal) de la chambre, afin de caractériser son bon fonctionnement, pour une fréquence donnée. Dans ce but il devient nécessaire d’évaluer les propriétés du champ dans le volume de la CR i.e. la distribution des différentes composantes, l’homogénéité et l’isotropie, ainsi que la réponse spectrale de la CR. L’analyse des données statistiques fournies par le mécanisme de brassage, permet une comparaison entre les paramètres mesurés et théoriques, et ainsi de quantifier les performances de réverbération de la CR et la qualité de brassage.

Nous nous intéressons parmi les indicateurs cités ci-dessus, à l’uniformité de polarisation (isotropie) et l’uniformité spatiale (homogénéité). L’information sur l’homogénéité et l’isotropie est fournie indirectement par les statistiques des composantes individuelles du champ. Le résultat donne une idée sur la qualification de la performance de la chambre.

#### Homogénéité du champ

Le principe du critère d’homogénéité conformément aux deux normes IEC [IEC standard, 2003] et [IEC standard, 2011], consiste à comparer les fluctuations des valeurs maximales du module des trois composantes du champ électrique, mesurées en 8 points via une sonde (espacés au minimum d’un quart de longueur d’onde de travail, voir figure 2.8) à une limite normalisée. La limite de cette validation est de 4 dB pour la gamme de fréquences inférieure à 100 MHz, en décroissance linéaire de 4 à 3 dB entre 100 MHz et 400 MHz et égale à 3 dB pour la gamme de fréquences supérieure à 400 MHz.

## Chapitre 2. Théorie générale de la chambre réverbérante (CR)

Le paramètre d'évaluation est basé sur l'écart-type spatial, calculé à partir de l'ensemble de composantes sur un tour complet de brasseur. On effectue une normalisation des valeurs maximales du champ par la moyenne de l'amplitude du champ transmis sur une rotation de brasseur. Les amplitudes mesurées par une sonde (exemple figure 2.9), de chaque composante du champ électrique sont utilisées pour calculer l'intensité maximale du champ sur toutes les positions de brasseur. Elles sont représentées respectivement par  $E_x^{max}$ ,  $E_y^{max}$  et  $E_z^{max}$ . Ces amplitudes maximales sont normalisées par la racine carrée de la puissance moyenne d'entrée  $P_{Ent}$  dans la chambre.

$$E_{x,y,z} = \frac{E_{x,y,z}^{max}}{\sqrt{P_{Ent}}} . \quad (2.47)$$

Ces valeurs normalisées de chaque axe des 8 positions de mesure de sonde (voir disposition de mesure figure 2.10), sont ensuite moyennées comme suit :

$$\langle E_x \rangle_8 = \frac{\sum_{i=1}^8 E_{x,i}}{8} , \quad \langle E_y \rangle_8 = \frac{\sum_{i=1}^8 E_{y,i}}{8} , \quad \langle E_z \rangle_8 = \frac{\sum_{i=1}^8 E_{z,i}}{8} . \quad (2.48)$$

L'indice  $i$  désigne les positions de la sonde de champ parmi les 8 positions possibles et  $\langle \dots \rangle$  indique la moyenne arithmétique selon tous les emplacements des sondes. La moyenne du champ électrique normalisé sur toutes les 24 composantes rectangulaires est obtenue [IEC standard, 2011] par :

$$\langle E \rangle_{24} = \left\langle \frac{E_x + E_y + E_z}{3} \right\rangle_8 = \frac{\sum_{r=x,y,z} \sum_{i=1}^8 E_{r,i}}{24} . \quad (2.49)$$

L'uniformité de champ peut être évaluée comme étant l'écart type par rapport aux valeurs maximales des composantes du champ, sur un tour complet de brasseur, l'écart type pour chaque axe est donné comme suit :

$$\sigma_r = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^8 (E_{r,i} - \langle E_r \rangle)^2}{(8-1)}} \text{ avec } r = x, y, z \quad (2.50)$$

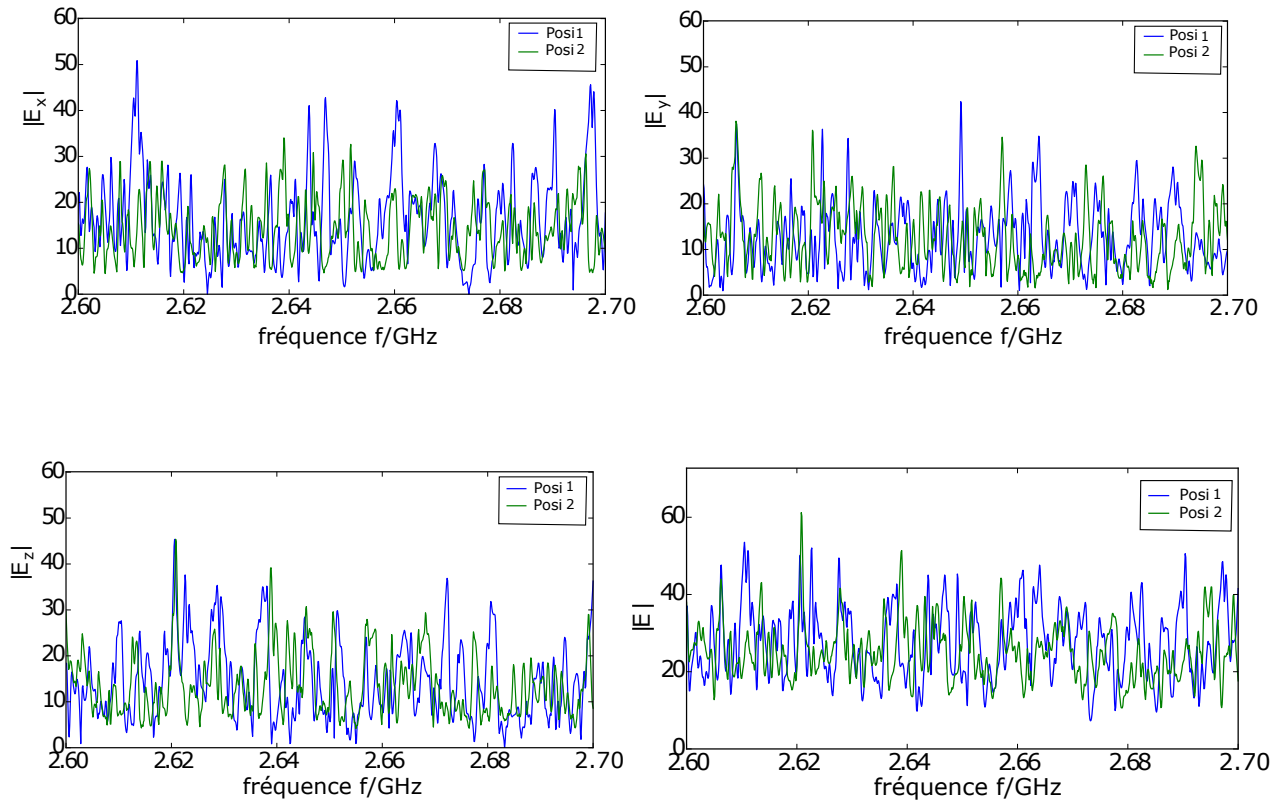
$$\sigma_{24} = \sqrt{\frac{\sum_{r=x,y,z} \sum_{i=1}^8 (E_{r,i} - \langle E \rangle_{24})^2}{(24-1)}} , \quad (2.51)$$

$\sigma_{24}$  est l'écart type incluant les vecteurs  $x$ ,  $y$  et  $z$  i.e. les 24 valeurs de champ électrique. Dans la dernière étape, on normalise l'écart type obtenu par la moyenne du champ, et on l'exprime en décibels par :

$$\sigma_{24, dB} = 20 \log \left( \frac{\sigma_{24}}{\langle E \rangle_{24}} + 1 \right) . \quad (2.52)$$

Il convient de mentionner que des travaux ont été effectués par notre équipe en collaboration avec le laboratoire d'Électronique, Systèmes de Communications et Microsystèmes (ESYCOM), sur





**FIGURE 2.9** – Un exemple des valeurs du module des 3 composantes du champ en  $V/m$ ,  $|E_x|$ ,  $|E_y|$ ,  $|E_z|$  et  $|E|$  mesurées par la sonde fournie par SIEPEL, en 2 positions différentes dans le volume de la CR avec respect d’une distance entre elles d’au moins  $\frac{\lambda}{4}$ , pour une gamme de fréquences comprise entre 2,6 et 2,7 GHz et une seule position angulaire de brasseur  $\theta = 0$ .

une CR rendue chaotique. Ils ont montré expérimentalement que ce critère de l’uniformité (2.52) proposé par les deux normes IEC [IEC standard, 2003] et [IEC standard, 2011] est mieux vérifié dans le cas d’une chambre avec une géométrie complexe que dans une CR conventionnelle. Ce résultat est obtenu dans un régime où la fréquence d’excitation est inférieure ou de l’ordre de la LUF i.e. loin du régime qui répond à l’hypothèse de Hill [Legrand *et al.*, 2015].

### Isotropie du champ

L’isotropie du champ statistique est une caractéristique idéale des CR performantes. C’est une condition liée au concept général d’uniformité du champ (uniformité par rapport à la localisation, à l’orientation ...). Elle peut être comprise intuitivement comme l’uniformité du champ par rapport à l’orientation ou à la direction. Un champ parfaitement isotrope ne présenterait pas de polarisation privilégiée. L’isotropie du champ en chaque point peut être estimée par l’observation de l’écart type des trois composantes du champ exprimé par :

$$\sigma_{r_{dB}} = 20 \log \left( \frac{\sigma_r}{\langle E_r^{max} \rangle} + 1 \right), \quad \text{avec } r = x, y, z, \quad (2.53)$$



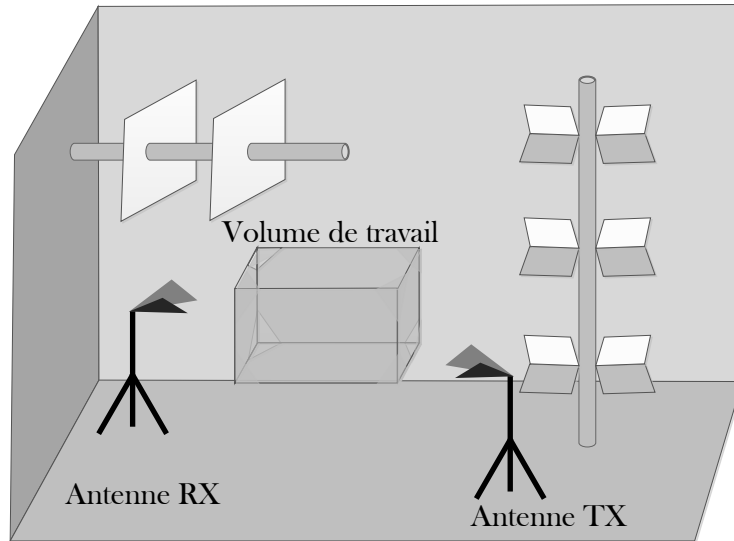


FIGURE 2.10 – Disposition de mesure d’uniformité spatiale et de polarisation du champ à l’intérieur de la CR.

où  $\langle E_r^{max} \rangle$  la moyenne par rapport à la position du brasseur pour une fréquence fixe, des  $8 \times 3$  valeurs de champ maximales.

Une illustration de ces notions est donnée par la figure 2.9. On y présente les fluctuations des amplitudes des 3 composantes du champ mesurées en deux positions différentes de la CR chaotique montrée dans la figure 2.8. On constate des fluctuations comparables dans les 3 directions pour les 2 positions. Dans la norme, deux autres paramètres quantitatifs permettent d’évaluer les performances des CR : les coefficients d’inhomogénéité et d’anisotropie, qui expriment l’écart à l’homogénéité et l’isotropie du champ, pour évaluer la performance et l’efficacité du brassage.

### Coefficients d’anisotropie

Le critère normatif pour quantifier l’anisotropie de champ s’obtient par le calcul des différences de la puissance moyenne mesurée le long de deux des trois directions orthogonales, normalisées par rapport à la somme de ces deux puissances moyennes associée aux deux directions choisies. Trois coefficients d’anisotropie planaires de champ peuvent donc être défini :

$$\langle A_{\alpha,\gamma} \rangle = \frac{\langle |E_\alpha|^2 \rangle - \langle |E_\gamma|^2 \rangle}{\langle |E_\alpha|^2 \rangle + \langle |E_\gamma|^2 \rangle}, \quad (2.54)$$

où :

- $\alpha$  et  $\gamma$  indiquent deux directions différentes dans la base cartésienne  $(x, y, z)$ .
- $\langle \cdot \rangle$  désigne la moyenne d’ensemble.
- $E_\alpha$  et  $E_\gamma$  (avec  $\alpha$ , ou  $\gamma = x, y$  ou  $z$ ) : représente le champ mesuré, pour la composante  $\alpha$  ou  $\gamma$  pour chaque position de brasseur.
- Les cas extrêmes  $\langle A_{\alpha,\gamma} \rangle = \pm 1$  correspondent à un champ statistiquement purement anisotrope polarisé linéairement dans la direction  $\alpha$  ou  $\gamma$ , respectivement.

L’anisotropie moyenne totale du champ peut alors être définie comme la valeur efficace de

## 2.2. La CR à brassage de modes : un outil de tests et de mesures en CEM

ces coefficients d'anisotropie partielle du champ :

$$\langle A_{tot} \rangle = \left\langle \sqrt{[A_{xy}^2 + A_{yz}^2 + A_{zx}^2] / 3} \right\rangle. \quad (2.55)$$

Ces coefficients permettent de différencier qualitativement une bonne d'une mauvaise performance de brasseur (ou CR) ; ils dépendent du nombre de positions indépendantes. Une chambre est idéalement isotrope si  $\langle A_{x,y} \rangle = \langle A_{y,z} \rangle = \langle A_{z,y} \rangle = \langle A_{tot} \rangle$ . Pour savoir si la qualité de brassage est qualifiée de « bonne » ou de « mauvaise », on regarde en fonction du nombre des échantillons indépendants utilisé dans la mesure du coefficient d'anisotropie. Les valeurs recommandées pour le coefficient d'anisotropie du champ total sont indiquées dans le tableau 2.3.

Qualité de brassage	$N = 10$	$N = 30$	$N = 100$	$N = 300$
Moyenne	-2,5 dB	-5 dB	-7,5 dB	-10 dB
Bonne	-5 dB	-10 dB	-12,5 dB	-15 dB

**Tableau 2.3** – Qualité de brassage en fonction du nombre d'échantillons indépendants et les valeurs des coefficients d'anisotropie de champ total, pour une moyenne et bonne qualité de brassage [IEC standard, 2011].

### Coefficients d'inhomogénéité

Des coefficients similaires à ceux de l'anisotropie sont définis pour l'inhomogénéité de champ par :

$$\begin{aligned} \langle I_{\alpha}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \rangle &= \left\langle \frac{|E_{\alpha}(\vec{r}_1)|^2 - |E_{\alpha}(\vec{r}_2)|^2}{|E_{\alpha}(\vec{r}_1)|^2 + |E_{\alpha}(\vec{r}_2)|^2} \right\rangle \\ &= \left\langle \frac{P_{\alpha}(\vec{r}_1) - P_{\alpha}(\vec{r}_2)}{P_{\alpha}(\vec{r}_1) + |P_{\alpha}(\vec{r}_2)} \right\rangle \end{aligned} \quad (2.56)$$

avec  $\alpha = x, y$  ou  $z$

$$\langle I_{tot} \rangle = \left\langle \sqrt{[I_x^2 + I_y^2 + I_z^2] / 3} \right\rangle, \quad (2.57)$$

où :

- $E_{\alpha}$  et  $P_{\alpha}$  représentent respectivement, l'amplitude de la composante du champ et la densité de puissance de la composante du champ mesurée, pour la composante  $\alpha$  (où  $\alpha = x, y, z$ ), ou pour l'amplitude du champ total pris en 2 emplacements  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$  de la CR. Il est recommandé de respecter une distance minimale de l'ordre d'une longueur d'onde de travail entre les deux emplacements.

Il a été constaté que les coefficients d'anisotropie et d'homogénéité sont fortement corrélés statistiquement. L'isotropie statistique implique une homogénéité statistique, mais l'inverse n'est pas nécessairement vrai, et l'évaluation de l'anisotropie de champ est le test le plus robuste des deux.

### 2.3 CRBM outil de modélisation des canaux de communication sans fil

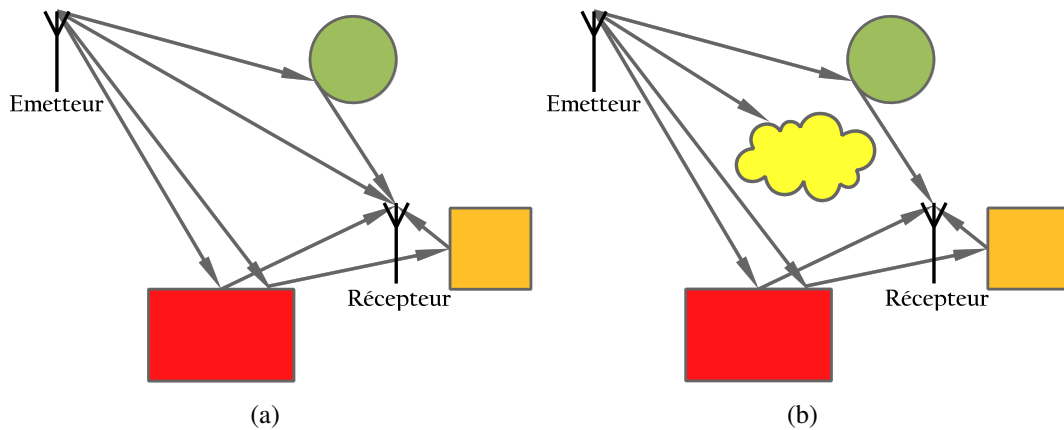
Cette section est consacrée à l'étude d'une autre application des CRBM, il s'agit de l'utilisation de la CRBM comme moyen de modélisation des canaux de communication sans fil. Comme nous l'avons annoncé au début de ce chapitre, les propriétés statistiques de la CRBM correspondent à des environnements de propagation radio multitrajets avec atténuation (Rice, Rayleigh). Ceci confirme que la CRBM est un outil puissant pour émuler et générer des canaux de communication [Rosengren *et al.*, 2001 ; Otterskog, 2005]. Dans un premier temps, nous allons analyser les différents canaux de propagation à l'intérieur d'une CRBM, puis nous allons voir comment se caractérise un canal à affaiblissement par un paramètre appelé facteur  $K$ . Nous présentons également différentes méthodes d'estimation du facteur  $K$ .

#### 2.3.1 Modèle de Rice

##### Modélisation du canal

Du fait des besoins croissants des systèmes de télécommunications sans fil, en matière de débit, des fréquences utilisées et de la nature des milieux dans lesquels ils évoluent (milieu complexe intérieur, urbain ...), ils sont exposés de plus en plus aux affaiblissements (Fading en anglais, à grande échelle ou à petite échelle). Par conséquent, il est nécessaire de garantir une transmission stable propre à chaque environnement, et une bonne connaissance des canaux de propagation. Ces systèmes fonctionnant dans des environnements complexes, doivent compenser l'influence de ceux-ci, pour assurer une meilleure performance de ces systèmes et une bonne qualité de transmission. Une solution est de s'adapter aux changements des conditions de transmission, en effectuant, en permanence, des mesures des différents paramètres de contrôle. On peut citer par exemple le rapport signal sur bruit (signal-to-noise ratio, SNR en anglais), la bande de cohérence, le facteur de Rice  $K$ .

La distribution des amplitudes du champ dans un canal de transmission, pour les systèmes de télécommunication sans fil, ressemble aux distributions rencontrées dans les CRBM (voir section 3.1). Ainsi, la CRBM permet de reproduire des environnements multi-trajets, ayant les mêmes caractéristiques qu'un canal de propagation réel. Ce qui offre une bonne alternative pour générer des canaux de communication variés. D'une manière statistique, dans le cas d'une CRBM surdimensionnée et au-delà de la LUF, les amplitudes des composantes rectangulaires du champ électrique sont distribuées selon la loi de Rayleigh. S'il y a un trajet prépondérant, en général quand on introduit une forte directivité entre l'émetteur et le récepteur (deux antennes cornets en visibilité directe), la distribution du champ sera plutôt de type Rice [Hill, 1998a ; Ladbury *et al.*, 1999] (voir section 3.1). En dessous de la LUF les tests statistiques ont montré que la distribution peut être approchée par une loi de Weibul [Orjubin *et al.*, 2006]. La disposition des antennes, le mode de brassage (en continu, pas à pas) et le positionnement du brasseur dans la CRBM, permettent de passer d'un modèle d'environnement à un autre (Rice, ou Rayleigh) [Lemoine *et al.*, 2010].



**FIGURE 2.11** – Propagation multi-trajets : (a) LOS, (b) NLOS.

La CRBM représente un outil efficace, offrant de nouvelles fonctionnalités, telles que : le calcul de l'efficacité et le gain des antennes [Piette, 2004 ; Krauthäuser et Herbrig, 2010], caractériser les systèmes sans fil [Rosengren *et al.*, 2001 ; Kildal *et al.*, 2012], simuler les canaux sans fil avec affaiblissement de type Rayleigh et Rice [Hill, 1998a ; Delangre *et al.*, 2008] ainsi que la possibilité d'émuler n'importe quel facteur de Rice  $K$  [Holloway *et al.*, 2006].

### 2.3.2 Les canaux de propagation à l'intérieur de la CR

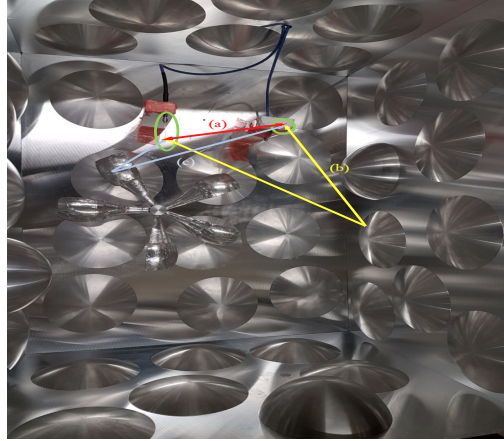
Dans un milieu complexe, par exemple en milieu urbain ou à l'intérieur des bâtiments, le signal peut aller d'un émetteur vers un récepteur par plusieurs trajets. Le signal reçu est donc le résultat de la somme des multiples trajets, ayant différentes amplitudes, temps de retard, direction de départ à partir de l'émetteur et direction d'arrivée sur le récepteur. Deux situations de propagation sont généralement distinguées [Andries, 2013] :

- Trajet direct prépondérant (Line-of-Sight, LOS), avec visibilité directe entre l'émetteur et le récepteur (figure 2.11(a)).
- Trajets indirects (Non-Line-of-Sight, NLOS), selon la nature des objets rencontrés sur le parcours des trajets, le signal subit des réflexions multiples, la diffraction et la diffusion sur des obstacles [Sizun et de Fornel, 2005]. Il n'y a pas de visibilité directe entre l'émetteur et le récepteur (figure 2.11(b)).

Ce même scénario de propagation est similaire à celui d'un signal mesuré à l'intérieur de la CRBM. Il comprend trois types de composantes, figure (2.12) :

- Composantes non brassées (unstirred en anglais), soit directe (figure 2.12), soit spéculaires i.e. réfléchies par les parois de la CR et non par le brasseur (figure 2.12). Ces composantes sont inchangées lors du brassage.
- Composantes brassées (stirred en anglais, figure 2.12). Le brasseur réfléchit ces composantes et grâce à son mouvement de rotation, elles deviennent variables.

Les interférences résultant des multitrajets provoquent des variations rapides sur le signal reçu appelées affaiblissement lorsqu'elles sont destructives. L'amplitude du signal reçu peut suivre plusieurs distributions statistiques. On modélise les variations de l'enveloppe de signal comme un processus aléatoire suivant une loi de distribution de Rayleigh en l'absence de composantes



**FIGURE 2.12** – Types de composantes dans la chambre réverbérante. Les ellipses en vert indiquent la position des deux antennes monopoles. La flèche en rouge représente le trajet direct. Les deux flèches en jaune sont un exemple contribuant à la composante non brassée et les flèches en bleu sont un exemple d'une composante brassée

non brassées, ou suivant une distribution de Rice en présence de composantes non brassées [[Abdi et al., 2001](#) ; [Vaughan et al., 2003](#)].

### Propriétés des distributions de Rayleigh et de Rice

L'étude statistique de la CR par la réalisation de  $N$  mesures de champ ou de puissance, pour un nombre  $N$  de positions indépendantes de brasseur largement suffisantes, aboutit à une distribution des valeurs mesurées. Cette dernière est le plus couramment comparée aux distributions de Rayleigh ou de Rice (voir annexe C pour les définitions des fonctions de densité).

#### 1. Distribution de Rayleigh

La distribution de Rayleigh correspond généralement au cas, quand il n'y a pas de chemin direct. Le signal complexe reçu  $\psi = r \exp(i\theta)$  est constitué de multitrajets indirects avec des amplitudes et phases aléatoires et aucun trajet dominant. La distribution d'amplitude de ce signal suit une loi de Rayleigh définie par sa fonction de densité donnée par l'équation,

$$P(r) = \frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right), \quad r \geq 0, \quad (2.58)$$

où  $r$  est l'amplitude du signal complexe reçu et  $\sigma$  l'écart type. Pour émuler un environnement de Rayleigh dans une CR, les deux antennes sont placées de manière à réduire fortement la possibilité d'avoir un chemin direct entre elles.

#### 2. Distribution de Rice

Dans d'autres situations, il existe un trajet direct (LOS) entre l'émetteur et le récepteur ou plus généralement il existe plusieurs trajets indirectes non brassés et un LOS. L'amplitude du champ reçu  $r$  se décompose en une somme d'amplitude de champ non brassé  $r_d$  et un brassé  $r_s$ . La densité de probabilité de l'amplitude reçue obéit à la distribution de Rice donnée par [[Corona](#)

## 2.3. CRBM outil de modélisation des canaux de communication sans fil

*et al.*, 2000 ; Papoulis et Pillai, 2002 ; Vucetic et Yuan, 2003] :

$$P(r) = \frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r_s^2 + r_d^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{r_s r_d}{\sigma^2}\right), \quad (2.59)$$

où  $I_0$  représente la fonction de Bessel modifiée de premier type et d'ordre zéro. On remarque que pour  $r_d = 0$ , on retrouve la distribution de Rayleigh. Pour émuler un environnement de Rice dans une CR, les deux antennes sont ajustées de manière à être copolarisées et en visibilité directe. Ainsi, dans une telle configuration on s'assure d'avoir un LOS fort entre les deux antennes. Pour vérifier la présence ou l'absence d'un LOS, il est nécessaire de définir un paramètre appelé facteur de Rice  $K$ , qui caractérise un environnement de Rice, dans la section suivante nous allons étudier ce facteur  $K$  et nous allons donner quelques méthodes d'estimation du facteur  $K$ .

### 2.3.3 Facteur de Rice $K$

Le facteur de Rice  $K$  est un paramètre très important dans la caractérisation d'un canal à affaiblissement. Il détermine le type d'affaiblissement de l'environnement et ses effets sur les performances de taux d'erreur binaire (bit-error-rate, BER en anglais) d'un signal modulé. Souvent utilisé pour décrire la distribution de Rice (2.59), il sert à caractériser la sévérité de l'affaiblissement du signal reçu. Il est défini comme le rapport de la puissance du trajet LOS (dans le contexte des CR i.e. la puissance moyenne des composantes non brassées) sur la puissance des trajets NLOS (i.e. la puissance moyenne des composantes brassées) [Holloway *et al.*, 2006 ; Hill, 2009 ; Lötbäck Patané, 2010 ; Shah, 2011] :

$$K = \frac{\text{composantes non brassées}}{\text{composantes brassées}}, \quad (2.60)$$

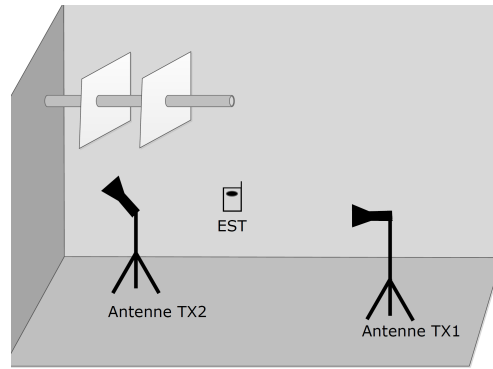
lorsque le facteur  $K = 0$ , la distribution de Rice se réduit à une distribution de Rayleigh, ce qui signifie l'absence de composante non brassée, on dit que le canal est un canal de Rayleigh (affaiblissement de Rayleigh). Quand  $K = \infty$ , le canal est sans affaiblissement. Le facteur  $K$  a également été utilisé pour caractériser les performances CR [Lötbäck Patané, 2010 ; Shah, 2011] et émuler des canaux de communication dans les CR [Holloway *et al.*, 2006 ; Hill, 2009]. Dans ce contexte le champ reçu par l'antenne de réception s'exprime en fonction du champ brassé  $E_{B\alpha}$  et du champ non brassé  $E_{N\alpha}$  :

$$E_\alpha = E_{B\alpha} + E_{N\alpha}, \quad (2.61)$$

où  $\alpha$  désigne la composante du champ : La partie réelle  $E_{B\alpha r}$  et imaginaire  $E_{B\alpha i}$  suivent une loi de distribution normale (Gaussienne) avec un écart type égal  $\sigma^2 = \langle E_{B\alpha r}^2 \rangle = \langle E_{B\alpha i}^2 \rangle$ , ceci conduit à la distribution de l'amplitude de la composante de champ qui suit une loi de Rice (2.59). Le facteur de Rice  $K$  s'écrit :

$$K = \frac{|E_{N\alpha}|^2}{\langle |E_{B\alpha}|^2 \rangle} = \frac{|E_{N\alpha}|^2}{2\sigma^2}. \quad (2.62)$$

Dans la pratique, on dispose d'un analyseur de réseau connecté aux deux antennes pour effectuer des mesures. Une méthode simple a été proposée dans [Holloway *et al.*, 2006] permettant l'estimation du facteur  $K$  à partir des paramètres de la matrice de diffusion  $S$  mesurés (voir la partie



**FIGURE 2.13** – Disposition de mesure à l’intérieur de la CR pour évaluer le facteur de Rice  $K$  selon l’approche de deux antennes. L’antenne 1 dirigée vers le centre de la CR et l’antenne 2 vers un coin de la CR.

expérimentale 4.2.2) :

$$K = \frac{|\langle S_{21} \rangle|^2}{\langle |S_{21} - \langle S_{21} \rangle|^2 \rangle} . \quad (2.63)$$

Le facteur de Rice  $K$  peut être contrôlé en utilisant une ou deux antennes. Dans une configuration à deux antennes, l’antenne 1 est dirigée vers l’EST, le positionnement de la deuxième antenne est de façon à être dirigée vers un coin de la CR et que les ondes émises par celle-ci contribuent à la partie du champ brassé (voir figure 2.13). Dans ce cas l’équation (2.62) devient [Holloway *et al.*, 2006] :

$$K = \frac{|E_{N\alpha}|^2}{2\sigma^2} = \frac{3VD_1}{2\lambda Qr^2} \frac{P_1}{P_1 + P_2} , \quad (2.64)$$

où  $Q$  est le facteur de qualité de la chambre,  $D_1$  est la directivité de l’antenne émettrice 1 dirigée vers l’EST,  $r$  est la distance entre l’antenne 1 et l’EST et  $P_1$ ,  $P_2$  les puissances transmises des deux antennes.

La méthode standard pour déterminer le facteur  $K$  dans la CR, se fait par la mesure du coefficient de transmission  $S_{21}$ . D’autres méthodes basées sur des statistiques pour estimer le facteur  $K$  seront étudiées dans la suite.

### 2.3.4 Méthodes statistiques pour l’estimation du facteur $K$

Comme nous l’avons mentionné dans la section précédente, il existe deux contributions au champ total dans la CR, la composante brassée et la composante non brassée (2.61). Le facteur de Rice  $K$  étant une mesure de la quantité de puissance des différentes composantes. Nous allons décrire le principe de deux méthodes différentes pour estimer le facteur  $K$  [Lötbäck Patané, 2010 ; Shah, 2011]. Dans l’annexe (D) nous présenterons une comparaison entre les statistiques de Rice et les prédictions d’un modèle original associant un mode "privilegié" aux composantes non brassées.



### Approche moyenne complexe

Les données complexes de la fonction de transfert de canal sans fil créé par la CR, sont souvent mesurées par un analyseur de réseau vectoriel (voir la section 4.2.2), qui permet une mesure très précise de la matrice de diffusion  $S$ . Nous utilisons ici la terminologie du paramètre  $S$  car les statistiques du paramètre  $S_{21}$  sont équivalentes aux statistiques du champ EM dans la CR [Hill, 1998a ; Corona *et al.*, 2000 ; Lötbäck Patané, 2010 ; Shah, 2011]. Le champ total reçu par l'antenne peut s'exprimer par :

$$S_{21} = S_{21,B} + S_{21,nB}, \quad (2.65)$$

où  $S_{21,B}$  est la composante brassée et  $S_{21,nB}$  est la composante non brassée. Dans [Hill, 1998a], l'auteur précise que dans les conditions idéales d'une CR parfaitement brassée et d'antennes parfaitement adaptées, les composantes réelles et imaginaires du champ en un point de l'espace sont indépendantes et suivent une distribution gaussienne dans la chambre avec une moyenne nulle et des variances identiques. Des propriétés statistiques similaires sont applicables au coefficient  $S_{21,B}$ , selon [Holloway *et al.*, 2006].

$$\text{Var} [\text{Re} \{S_{21,B}\}] = \text{Var} [\text{Im} \{S_{21,B}\}] = \sigma^2. \quad (2.66)$$

En revanche pour la composante non brassée  $S_{21,nB}$ , la variance est nulle et la moyenne est non nulle. La moyenne totale de  $S_{21}$  sera donc donnée par  $|\langle S_{21,B} \rangle|$ , et sa variance par :

$$\text{Var}[\text{Re}\{S_{21}\}] = \text{Var}[\text{Im}\{S_{21}\}] = \sigma^2, \quad (2.67)$$

ce qui revient à

$$2\sigma^2 = \langle |S_{21} - \langle S_{21} \rangle|^2 \rangle. \quad (2.68)$$

Cette équation (2.68) justifie le résultat de l'équation (2.63) vu précédemment. Cette approche est souvent utilisée pour trouver le facteur  $K$  à partir des mesures dans la CR, puisque (2.63) est facilement évaluée à partir des paramètres  $S$  mesurés.

### Méthode des moments

La méthode des moments utilise la distribution de l'amplitude de champ mesuré pour estimer le facteur  $K$ . Cette approche repose sur la relation entre les moments de la fonction de densité de probabilité de Rice et les valeurs moyennes des données mesurées. Le  $n^{\text{ème}}$  moment de la fonction de distribution de Rice est donné par [Sijbers *et al.*, 1998 ; Lötbäck Patané, 2010 ; Shah, 2011] :

$$\langle X^n \rangle = \int_0^\infty \frac{X^{n+1}}{\sigma^2} e^{-\frac{X^2 + \nu^2}{2\sigma^2}} I_0 \left( \frac{\nu X}{\sigma^2} \right) dX, \quad (2.69)$$

où  $\langle \dots \rangle$  désigne la valeur moyenne.  $X$  correspond aux données distribuées selon Rice ( $X = |S_{21}|$ ),  $I_0$  est la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro et  $\nu = |\langle S_{21} \rangle|$  de champ électrique.



## Chapitre 2. Théorie générale de la chambre réverbérante (CR)

---

L'évaluation du deuxième et quatrième moment, donne les expressions [Sijbers *et al.*, 1998] :

$$\langle X^2 \rangle = \nu^2 + 2\sigma^2 \quad (2.70)$$

et

$$\langle X^4 \rangle = \nu^4 + 8\sigma^2\nu^2 + 8\sigma^4. \quad (2.71)$$

On en déduit les relations suivantes :

$$\nu^2 = \sqrt{2(\langle X^2 \rangle)^2 - \langle X^4 \rangle} \quad (2.72)$$

et

$$\sigma^2 = \frac{\langle X^2 \rangle - \nu^2}{2}, \quad (2.73)$$

à partir des équations l'évaluation du côté gauche de (2.70) et (2.71) de l'ensemble de données mesurées et en utilisant (2.72) et (2.73), donne alors une estimation du facteur  $K$  selon (2.60).

$$K = \frac{\nu^2}{2\sigma^2}. \quad (2.74)$$

L'avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas de données concernant la phase et elle est également simple à évaluer. En raison du manque d'informations sur la phase, cette méthode pourrait cependant être moins précise que l'approche moyenne complexe.

## 2.4 Conclusion

Ce chapitre consacré à une introduction détaillé des concepts théoriques et les paramètres fondamentaux qui régissent les chambres réverbérantes à brassage de modes. Il s'est intéressé d'une part à des critères utilisés par la communauté CEM pour qualifier le fonctionnement de ces chambres en référence aux normes utilisées par la profession. D'autre part ce chapitre a abordé l'usage des chambres réverbérantes dans le contexte du canal de propagation en liaison avec l'application de type communication sans fil. Nous avons vu qu'une CR dans laquelle on a supprimé l'ensemble des trajets directs ou spéculaires, en régime de fort recouvrement modal, présente un canal de Rayleigh dont les caractéristiques sont similaires à certaines situations de communication indoor à forte densité de trajets multiples (fading important). Une chambre réverbérante peut être également utiliser pour contrôler et ajuster le facteur  $K$  d'un canal de Rice en ajustant à la fois la configuration des antennes de transmission et les puissances de transmission respectives.

## Théorie statistique des chambres réverbérantes

Un intérêt essentiel des CR est de garantir leur utilisation pour des tests de l'immunité EM, ou l'émulation de canaux de communication. Ces tests sont basés en grande partie sur des hypothèses statistiques fortes. Pour être plus explicite prenons l'exemple de la figure représentative des trois régimes différents de recouvrement modal à l'intérieur d'une CR (voir figure 2.6).

Dans le régime de fort recouvrement modal, pour des fréquences suffisamment hautes, la réponse d'une cavité de nature quelconque (régulière ou chaotique) peut être assimilée à une superposition d'ondes planes, ce qui correspond, dans le domaine EM, à l'hypothèse de Hill [Hill, 1998b]. Ce principe de décomposition en ondes planes a été également proposé dans le contexte du chaos quantique par Berry [Berry, 1977], pour décrire les modes génériques d'une cavité chaotique, couramment qualifiés de modes ergodiques (i.e. des modes à la fois statistiquement homogènes et isotropes).

Dans le cas du recouvrement modal faible et modéré, si on veut émettre des hypothèses statistiques sur la réponse EM de la cavité, il faut que les modes, pris individuellement, soient statistiquement homogènes et isotropes [Berry, 1977], ce qui est le cas dans une CRC. Même s'il continue toujours à exister un certain nombre de modes présentant un comportement non-ergodique, ces derniers ne sont pas majoritaires dans une CRC contrairement à une cavité régulière, d'où l'avantage de l'utilisation d'une CRC.

Nous proposons dans ce chapitre, dans un premier temps de présenter le modèle statistique proposé par Hill [Hill, 1998a], les lois théoriques de distribution suivies par les amplitudes des composantes du champ. La complexité des chambres réverbérantes nous conduit dans un deuxième temps à l'introduction du chaos ondulatoire, c'est-à-dire l'étude de l'influence du chaos dynamique de la limite géométrique des rayons sur le comportement des ondes dans un système tel que les CR. Dans la dernière partie, nous introduisons la théorie des matrices aléatoires (TMA), ses concepts et outils pour caractériser les systèmes ondulatoires chaotiques fermés. Nous verrons également que le comportement des systèmes chaotiques ouverts, présentant des pertes, peut être aussi décrit par la TMA [Stöckmann, 1999 ; Haake, 2010 ; Gros, 2014].

### 3.1 Modèle statistique du champ et fonction de densité de probabilité

Les détails de la cavité (forme, taille, dimensions, matériaux, ...) sont bien connus et la forme de la cavité est généralement une géométrie simple, comme le cas des résonateurs à micro-ondes pour les applications de circuit et les cavités pour les mesures de matériaux. Dans ces cas, la théorie basée sur le modèle déterministe est appropriée, et consiste à calculer les modes afin de visualiser le champ EM. Cependant pour une CR étant considérée comme une cavité rectangulaire, la présence d'un brasseur, des antennes insérées et des câbles la rend complexe du fait de la difficulté d'intégration des conditions aux limites. La théorie basée sur l'approche modale n'est pas pratique à mettre en œuvre et n'est plus pertinente pour prédire les propriétés statistiques de champ ou la réponse d'antennes et de l'équipement sous test. Étant donné que de nombreuses positions de brasseur sont utilisées dans les mesures en CR, d'une position de brasseur à une autre et en raison de sa forme asymétrique complexe, la structure du champ est modifiée. D'où le recours à des techniques statistiques pour modéliser le champ EM.

Le modèle statistique proposé par Hill en 1998 [Hill, 1998a], aussi appelé « théorie de Hill » permet de déterminer les statistiques des champs. Son idée consiste à supposer que le champ résultant à l'intérieur de la CR peut être assimilé à une superposition d'un grand nombre d'ondes planes, aléatoirement réfléchies ou diffusées (amplitude et phase aléatoire) sur les murs de la cavité et sur chaque élément constituant le milieu, dans toutes les directions. Ce modèle de décomposition en une somme continue d'ondes planes n'est valable que dans le régime des fréquences suffisamment élevées, dans lequel la cavité est surdimensionnée, encore appelé le régime de « sur-modes ». Par raison de simplicité, on ne s'intéresse qu'au champ électrique. Il est obtenu en un point donné dans la CR repéré par le vecteur  $\vec{r}$  (figure 3.1), et s'écrit selon le chapitre 7 de la référence [Hill, 2009] :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \iint_{4\pi} \vec{F}(\Omega) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\Omega, \quad (3.1)$$

où  $\vec{k} = -k(\vec{x} \sin\alpha \cos\beta + \vec{y} \sin\alpha \sin\beta + \vec{z} \cos\alpha)$  est le vecteur d'onde de l'onde incidente.  $\vec{F}(\Omega)$  est une fonction qui décrit le comportement de l'orientation et la polarisation de chaque onde plane.  $\Omega$  est l'angle solide,  $\alpha$  et  $\beta$  représentent respectivement les angles d'azimut et d'élévation déterminant la direction de  $\vec{k}$ . Les angles  $\alpha$  et  $\beta$  sont liés à l'angle solide  $\Omega$  par :

$$d\Omega = \sin\alpha d\alpha d\beta. \quad (3.2)$$

On peut décomposer le spectre pour chaque direction  $\Omega$  :

$$\vec{F}(\Omega) = F_\alpha(\Omega)\vec{u}_\alpha + F_\beta(\Omega)\vec{u}_\beta, \quad (3.3)$$

où  $\vec{u}_\alpha$  et  $\vec{u}_\beta$  sont deux vecteurs unitaires mutuellement orthogonaux et perpendiculaires au vecteur

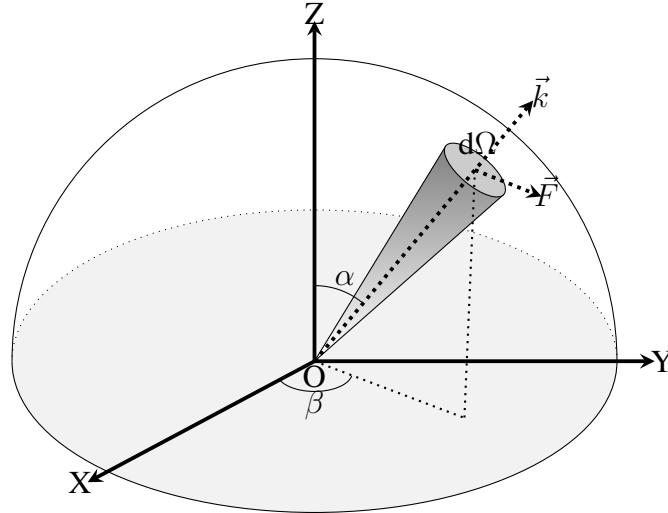


FIGURE 3.1 – Présentation polaire

$\vec{k}$ . Chacune des composantes  $F_\alpha(\Omega)$  et  $F_\beta(\Omega)$  peut être décomposée en partie réelle et imaginaire.

$$\begin{aligned} F_\alpha(\Omega) &= F_{\alpha r}(\Omega) + jF_{\alpha i}(\Omega) \\ F_\beta(\Omega) &= F_{\beta r}(\Omega) + jF_{\beta i}(\Omega). \end{aligned} \quad (3.4)$$

L'effet du mécanisme de brassage change les conditions aux limites ce qui se traduit par un spectre d'incidence  $\vec{F}(\Omega)$  différent d'une position de brasseur à une autre. Dans le cas où la CR est idéale,  $\vec{F}(\Omega)$  est en moyenne isotrope et non corrélé.

$$\begin{aligned} \langle F_{\alpha r}(\Omega_1)F_{\alpha r}(\Omega_2) \rangle &= \langle F_{\alpha i}(\Omega_1)F_{\alpha i}(\Omega_2) \rangle \\ &= \langle F_{\beta r}(\Omega_1)F_{\beta r}(\Omega_2) \rangle \\ &= \langle F_{\beta i}(\Omega_1)F_{\beta i}(\Omega_2) \rangle \\ &= C \delta(\Omega_1 - \Omega_2), \end{aligned} \quad (3.5)$$

où  $\delta$  est la fonction de Dirac,  $C$  est une constante proportionnelle à la moyenne quadratique du module du champ électrique. Les composantes  $F_\alpha(\Omega)$  et  $F_\beta(\Omega)$  sont des variables aléatoires complexes indépendantes dont la partie réelle et imaginaire suivent la loi normale, de moyenne nulle et de même variance.

Compte tenu de l'hypothèse du régime où la cavité est surdimensionnée et en absence de couplage direct entre antennes, on peut établir les propriétés et lois des distributions statistiques, des composantes du champ ou de la puissance mesurée dans une CR.

Le champ électrique résultant  $\vec{E}$  en une position particulière dans la CR, se décompose en trois composantes cartésiennes ( $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$ ), chacune d'elles a une partie réelle et imaginaire ( $E_\alpha = E_{\alpha r} + jE_{\alpha i}$  avec  $\alpha = x, y$  ou  $z$ ). Six paramètres sont donc nécessaires pour une description complète du champ. Hill a montré que les parties réelles et imaginaires de chaque composante cartésienne sont deux variables aléatoires, toutes distribuées selon une loi gaussienne de

### Chapitre 3. Théorie statistique des chambres réverbérantes

moyenne nulle et d'écart type  $\sigma$  :

$$\langle E_{\alpha r} \rangle = \langle E_{\alpha i} \rangle = 0 \quad (3.6)$$

$$\sigma^2 = \langle E_{\alpha r}^2 \rangle = \langle E_{\alpha i}^2 \rangle = \frac{E_m^2}{6}, \quad (3.7)$$

où  $E_m^2 = \langle \|\vec{E}(\vec{r})\|^2 \rangle$  : la moyenne quadratique du module du champ électrique au carré. Les deux équations (3.6) et (3.7) correspondent aux propriétés d'isotropie et d'homogénéité du champ dans le volume de test de la CR. Les densités de probabilité de la loi gaussienne de la partie réelle et imaginaire d'une composante cartésienne du champ s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{cases} f(E_{\alpha r}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{E_{\alpha r}^2}{2\sigma^2}} \\ f(E_{\alpha i}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{E_{\alpha i}^2}{2\sigma^2}} \end{cases} \quad (3.8)$$

#### Loi de distribution du module de la composante cartésienne

En connaissant les lois de probabilité relatives aux parties réelle et imaginaire des composantes cartésiennes, on en déduit celle du module d'une composante cartésienne du champ électrique, noté  $|E_\alpha| = \sqrt{E_{\alpha r}^2 + E_{\alpha i}^2}$ . Elle correspond à une loi de Rayleigh (voir annexe C) dite aussi loi de  $\chi^2$  à 2 degrés de liberté, dont la densité de probabilité est de la forme [Kostas et Boverie, 1991] :

$$f(E_\alpha) = \frac{E_\alpha}{\sigma^2} e^{-\frac{E_\alpha^2}{2\sigma^2}}. \quad (3.9)$$

La fonction de répartition de la composante cartésienne du champ  $F(E_\alpha)$  s'exprime comme suit :

$$F(E_\alpha) = 1 - e^{-\frac{E_\alpha^2}{2\sigma^2}}. \quad (3.10)$$

La moyenne et l'écart type des variables aléatoires  $E_\alpha$  avec  $\alpha = x, y$  ou  $z$  ont pour valeur :

$$\langle E_\alpha \rangle = \sigma \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (3.11)$$

$$\sigma(E_\alpha) = \sigma \sqrt{2 - \frac{\pi}{2}}. \quad (3.12)$$

#### Loi de distribution du module du champ total $E$

De la même manière, le module du champ total  $|\vec{E}| = \sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2}$ , est distribué selon la loi de  $\chi^2$  à 6 degrés de liberté, dont la fonction de densité de probabilité est :

$$f(x) = \frac{x^5}{8\sigma^6} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}, \quad (3.13)$$

où  $x = |\vec{E}|$ . La moyenne et l'écart type de la distribution du champ total ont pour expressions :

$$\langle x \rangle = \frac{15}{16} \sigma \sqrt{2\pi} \quad (3.14)$$

$$\sigma(x) = \sigma \sqrt{6 - \frac{225\pi}{128}} \approx 0.69\sigma. \quad (3.15)$$

La formule de la fonction de répartition du module du champ total s'exprime comme suit :

$$F(x) = 1 - e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2} \left[ 1 + \frac{x^2}{2\sigma^2} \left( 1 + \frac{x^2}{4\sigma^2} \right) \right]}. \quad (3.16)$$

### Limitation du modèle de Hill

Le modèle de Hill repose sur le fonctionnement à une fréquence d'excitation au-dessus de la LUF, lorsque le régime de fort recouvrement modal est atteint. D'autres auteurs ont essayé de modéliser la CR dans un régime non idéal, au voisinage et en dessous de la LUF [Gros, 2014 ; Richalot *et al.*, 2015]. Dans le cadre des travaux réalisés au sein de notre équipe, pour comprendre le comportement des CRC, nous allons utiliser la TMA comme outil d'analyse et de prédiction. Nous allons aborder dans la deuxième partie de ce chapitre la TMA et ses concepts et outils.

## 3.2 Chaos ondulatoire

Avant d'évoquer le chaos ondulatoire, on introduit la notion du chaos quantique. Le terme chaos regroupe des notions liées aux concepts de complexité impliquant l'aléatoire et le désordre [Ruelle, 1991]. Il est utilisé pour décrire les systèmes complexes. Le terme quantique provient de la mécanique quantique qui établit que les particules élémentaires ont une nature ondulatoire. Historiquement, le domaine appelé « chaos quantique » a été introduit par des physiciens nucléaires. Il s'intéresse à l'étude des propriétés quantiques des systèmes dont la limite classique est chaotique.

La comparaison entre les micro-ondes en cavité à deux dimensions et certains problèmes de la mécanique quantique a donné des résultats notamment pour le chaos quantique, on cite par exemple les travaux réalisés par [Stöckmann, 1999], où il exploite l'analogie formelle entre d'une part, l'équation de Schrödinger stationnaire d'une particule de masse  $m$ , dans un puits à deux dimensions(2D), qui s'écrit :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dx^2} \right) \psi_n = E_n \psi_n, \quad (3.17)$$

où  $\hbar$  est la constante de Planck réduite,  $E_n$  l'énergie de la particule et  $\psi_n$  la fonction d'onde. D'autre part l'équation de Helmholtz stationnaire dérivant le champ à l'intérieur d'une cavité où la dépendance en  $z$  est annulée, en posant la hauteur de la cavité ( $H \leq \frac{\lambda}{2}$ ), qui s'écrit :

$$-\left( \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} \right) \psi_n = k_n^2 \psi_n, \quad (3.18)$$

### Chapitre 3. Théorie statistique des chambres réverbérantes

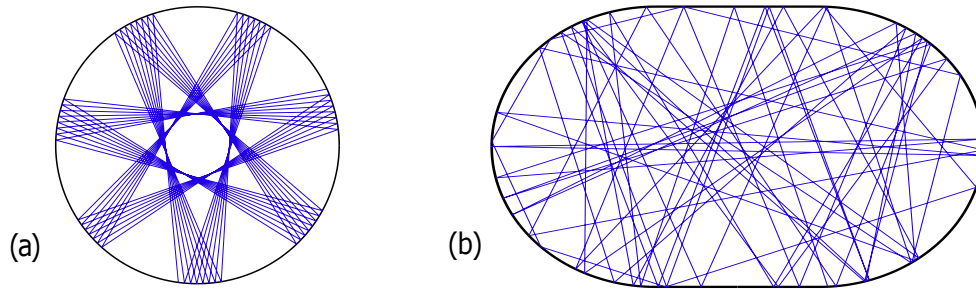
---

où  $\psi_n$  l'amplitude du champ de l'onde et  $k_n$  est le nombre d'onde. Cette importante similitude entre les deux équations (3.17) et (3.18) a permis d'étendre le champ d'application du chaos quantique, qui s'est généralisé à l'ensemble des systèmes ondulatoires, en donnant une possibilité d'étudier les ondes classiques pour mettre à l'épreuve des prédictions élaborées dans le contexte de la mécanique quantique, ce qui a conduit à la définition du « chaos ondulatoire ». Cette notion représente l'étude du comportement des ondes dont la limite géométrique (en utilisant l'approximation géométrique des rayons) est gouvernée par une dynamique chaotique. À partir des années 1990, des travaux expérimentaux se sont attachés à étudier le chaos ondulatoire, trouvant des applications dans différents domaines, en acoustique des salles [Mortessagne *et al.*, 1993] ou en optique guidée [Doya *et al.*, 2002] ou encore dans les cavités micro-ondes [Stöckmann, 1999]. Sous la condition que la longueur d'onde soit petite devant les dimensions caractéristiques du système, on se place dans la limite géométrique des rayons.

Les premiers systèmes où des résultats mathématiques de l'étude de la dynamique d'une masse ponctuelle sont apparus étaient des systèmes baptisés billards. Ils sont particulièrement bien adaptés pour illustrer la notion de chaos et constituent des systèmes modèles du chaos classique [Sinai, 1970 ; Bunimovich et Rehacek, 1998]. Dans ces systèmes qui répondent à des lois déterministes, l'évolution d'une masse ponctuelle est décrite par des réflexions sur les parois suivant les lois de Snell-Descartes (l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion). C'est uniquement la complexité de la géométrie qui détermine leur nature chaotique ou non.

Les billards bidimensionnels qui ont une forme géométrique régulière, comme le cercle ou le rectangle, sont dits intégrables car il existe autant de quantités conservées que de degrés de liberté. Dans ce type de billard, la dynamique des rayons a un caractère régulier. La situation est radicalement différente si on considère le cas de billards avec une géométrie plus complexe. Il suffit par exemple d'avoir des formes mixtes, par quelques modifications sur les formes régulières, comme un cercle tronqué, ou un billard de Bunimovich constitué d'un rectangle terminé par deux demi-cercles (figure 3.2b). Ces systèmes sont caractérisés par une extrême sensibilité aux conditions initiales. Pour deux conditions initiales très proches, au cours des réflexions sur les bords du contour, l'évolution des trajectoires tend à les séparer exponentiellement au cours du temps. Sur la figure (3.2) est représenté un exemple de l'évolution de la trajectoire d'une particule, dans un billard régulier en forme de cercle à gauche (figure 3.2a) et dans un billard chaotique en forme de stade à droite (figure 3.2b). Dans le cas (a), après plusieurs réflexions sur la paroi du billard, le rayon dessine une structure régulière, qui met en évidence la présence d'une caustique (contour circulaire interne), à l'intérieur de laquelle la trajectoire du rayon ne pénètre jamais, sa taille dépendant seulement des conditions initiales (l'angle que fait le rayon avec la normale au cercle). Alors que dans le cas (b), la trajectoire de la particule après un très grand nombre de réflexions sur les parois, va explorer tout le billard de façon ergodique. Ce qui est la conséquence de la dynamique chaotique du billard.

La majorité des expériences de chaos ondulatoire ont été effectuées dans des cavités micro-ondes 2D, qui sont l'équivalent ondulatoire des billards, et deviennent un système de référence de la mise en évidence expérimentale du chaos ondulatoire [Stöckmann, 1999]. L'intérêt particulier des CR chaotiques est que leurs modes génériques ont une répartition statistiquement uniforme et isotrope. Par conséquent, selon Berry [Berry, 1977] la distribution de probabilité de l'amplitude



**FIGURE 3.2** – Trajectoires classiques dans un billard régulier circulaire (a) et d’un billard de Bunimovich chaotique en forme de stade (b) [Stöckmann, 1999]

d’un mode d’un système chaotique peut être considérée comme une variable aléatoire gaussienne. Pour une fréquence autour ou en dessous de la LUF, rendre une CR chaotique permet d’améliorer le comportement de celle-ci et sa nature chaotique entraîne la nature ergodique des modes. Alors dans ce régime de fréquence, à condition que la cavité soit chaotique, on peut se baser sur la TMA pour des prédictions statistiques.

Le milieu des années 80 a connu le développement d’une approche théorique, pour décrire les phénomènes du chaos quantique. Il s’agit de l’application de la TMA initialement introduite par Wigner en 1951 en physique nucléaire (voir section 3.3). Elle permet de prédire les comportements statistiques spectraux et spatiaux suivis par une grande variété de systèmes chaotiques.

Dans les sections suivantes, nous y reviendrons pour rappeler les principaux concepts et les quantités statistiques de la TMA, qui serviront à l’étude et l’analyse des CRC. Je me suis inspiré dans ce chapitre des ouvrages de F. Haake [Haake, 2010], et de H.-J. Stöckmann [Stöckmann, 1999].

### 3.3 La Théorie des matrices aléatoires

La TMA s’intéresse à l’étude des matrices dont les éléments sont des variables aléatoires. Le travail de J. Wishart à la fin des années 20, qui s’est intéressé à des statistiques multivariées, constitue l’origine de la TMA [Wishart, 1928]. La TMA a connu une profonde renaissance et a été utilisée avec succès dans plusieurs domaines de la physique. Elle a été initialement introduite par Wigner dans les années 50, dans le contexte de la physique nucléaire, pour décrire les propriétés du spectre d’excitation de noyaux d’atome lourds par les résonances de neutrons [Wigner, 1956]. Il a remarqué que plus le spectre d’énergie est dense, plus il devient trop complexe de le décrire et de calculer individuellement les niveaux excités. Son idée est de proposer une approche statistique pour déterminer les propriétés des niveaux excités. Cela grâce à une modélisation du noyau par un hamiltonien dont la distribution de probabilité est à déterminer. Plus précisément son principe est de décrire le hamiltonien  $\mathcal{H}$  du système qui contient un grand nombre de niveaux, par une matrice aléatoire hermitienne  $H$ .

C’est à partir de ces travaux que la TMA a connu un développement mathématique important par Mehta, Gaudin et Dyson [Dyson, 1962]. Le livre de Mehta [Mehta, 2004] contient les premiers développements de la TMA. Depuis cette époque la TMA s’est développée comme un



### Chapitre 3. Théorie statistique des chambres réverbérantes

---

domaine de recherche dont on trouve les applications dans plusieurs domaines, en physique, en sciences de l'ingénieur et en mathématiques.

Dans les années 80, en physique du chaos quantique, une généralisation des observations expérimentales et numériques a conduit à la formulation de la conjecture de Bohigas, Giannoni et Schmit, établissant une relation entre la TMA et les systèmes chaotiques [Casati *et al.*, 1980 ; Bohigas *et al.*, 1984 ; Casati *et al.*, 1985]. La conjecture énonce que les systèmes quantiques (ondulatoires), dont la limite géométrique est chaotique, présentent des fluctuations statistiques des niveaux (valeurs propres), qui sont universelles et décrites par des ensembles de matrices aléatoires. Le succès de cette approche de la TMA en physique s'explique notamment grâce à son caractère d'universalité en ce sens qu'elle permet une description des propriétés statistiques spectrales et spatiales des systèmes classiquement chaotiques, indépendante des détails de ces systèmes.

La suite de ce chapitre se décompose en plusieurs sections, pour présenter les principaux ensembles de matrices aléatoires les plus connus. Ensuite, nous allons expliquer les concepts de base de la TMA pour la caractérisation et l'analyse des systèmes ondulatoires chaotiques fermés. Dans la dernière partie, nous verrons comment traiter les systèmes chaotiques ouverts et nous utiliserons pour cela l'approche de la matrice de diffusion  $S$ , associée au formalisme de l'hamiltonien effectif, pour décrire les propriétés statistiques spectrales et spatiales de ces systèmes.

#### Les ensembles de matrices aléatoires

Dans la plupart des problèmes quantiques abordés par la TMA, quand il existe des constantes de mouvement, l'hamiltonien du système se décompose en blocs, chaque bloc pouvant être modélisé par une matrice aléatoire hermitienne  $H$  de taille  $N \times N$ , où  $N$  est très grand. Les éléments de matrices  $H_{ij}$  sont des variables aléatoires centrées gaussiennes. Selon les symétries globales du système considéré, on distingue trois classes d'ensembles appelés :

- L'ensemble gaussien orthogonal (GOE pour Gaussian Orthogonal Ensemble) : on obtient cet ensemble dans le cas d'une symétrie par renversement du temps (cas des cavités chaotiques) [Bohigas *et al.*, 1984]. Cet ensemble est constitué par des matrices  $H$  réelles symétriques  $H^T = H$ , qui sont diagonalisables par des transformations orthogonales.
- L'ensemble gaussien unitaire (GUE pour Gaussian Unitary Ensemble) : c'est le cas général sans symétrie particulière, où la matrice hermitienne  $H$  a des coefficients complexes et est diagonalisable par une transformation unitaire. Cet ensemble décrit les systèmes dont l'invariance par renversement du temps est brisée.
- L'ensemble gaussien symplectique (GSE pour Gaussian Symplectic Ensemble) : Cet ensemble est caractérisé par des matrices réelles et quaternions (invariante par transformations symplectiques) [Stöckmann, 1999], diagonalisables par une transformation symplectique. L'ensemble GSE décrit les systèmes invariants par renversement du sens du temps avec interactions de spins 1/2.

Le système que constitue une chambre réverbérante EM chaotique est invariant par renversement du temps. Il peut donc être décrit, en l'absence de pertes, par les prédictions de l'ensemble

GOE [Gros *et al.*, 2014]. Les fréquences propres de ce système possèdent les propriétés statistiques des valeurs propres des matrices de cet ensemble. Nous nous intéresserons donc aux prédictions liées à l'ensemble GOE et nous détaillerons dans la partie suivante les propriétés statistiques des valeurs propres.

#### 3.3.1 L'ensemble gaussien orthogonal (GOE)

La distribution de probabilité de l'hamiltonien aléatoire  $H$ , qui appartient à cet ensemble est défini par  $P(H)dH$ , où  $dH$  est la mesure produite sur les éléments indépendants de  $H$ . Deux conditions s'imposent pour la distribution  $P(H)$  :

- les éléments de  $H_{ij}$  avec  $1 \leq i, j \leq N$  sont indépendants statistiquement  $1 \leq i \leq j \leq N$  :  

$$P(H) = \prod p_{ij}(H_{ij}).$$
- La distribution de probabilité doit être invariante par transformation orthogonale  

$$P(OHO^T) = P(H),$$
 où  $O$  est une matrice réelle orthogonale (i.e.  $O^T = O^{-1}$ ).

Ces deux conditions imposent que la forme pour la distribution de probabilité des éléments de  $H$  doit être gaussienne,

$$P(H) = C \exp(-A \text{Tr}(H^2) - B \text{Tr}(H)), \quad (3.19)$$

où  $A, B$  sont des réels,  $C$  est une constante de normalisation et  $\text{Tr}(H)$  la trace de la matrice  $H$ . La distribution de  $H$  et de ses coefficients est gaussienne de moyenne nulle  $\langle H_{ij} \rangle = 0$ . Il est possible de changer l'origine d'énergie par élimination du terme linéaire en  $\text{Tr}(H)$  Ainsi on obtient :

$$P(H) = C \exp(-A \text{Tr}(H^2)), \quad (3.20)$$

où  $A = 1/4\sigma^2$ ,  $\sigma^2$  étant la variance des éléments non diagonaux et  $2\sigma^2$  celle des éléments diagonaux.

#### Distribution des valeurs propres

La question maintenant est de connaître la distribution de probabilité des  $N$  valeurs propres  $E_i$  (où  $1 \leq i \leq N$ ), associées à la matrice  $H$  de taille  $(N \times N)$ . D'après [Mehta, 2004] la distribution de probabilité jointe des valeurs propres est donnée par :

$$P(E_1, \dots, E_N) = C \exp \left[ -A \sum_i E_i^2 \right] \prod_{i < j} |E_i - E_j|. \quad (3.21)$$

Les spectres associés à la matrice sont corrélés à cause de la présence du déterminant de Vandermonde  $\prod_{i < j} |E_i - E_j|$ , ce qui crée des corrélations fortes entre valeurs propres. Ce résultat est important, car ces corrélations ont un comportement universel qui a été vérifié dans de nombreux systèmes chaotiques expérimentaux [Stöckmann, 1999].

### 3.3.2 Calcul de la densité d'états propres

Une propriété fondamentale d'un système quantique est sa densité d'états, elle est définie pour une énergie  $E$  comme :

$$\varrho(E) = \sum_{i=1}^N \delta(E - E_i). \quad (3.22)$$

Dans le cas des ensembles gaussiens, on s'intéresse au comportement de l'ensemble  $\langle \varrho(E) \rangle$ , la densité d'états moyenne, dépend de  $E$  et suit la loi semi-circulaire de Wigner, elle est définie par :

$$\langle \varrho(E) \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^N \delta(E - E_i) \right\rangle = \begin{cases} (2\pi\sigma^2)^{-1} \sqrt{4N\sigma^2 - E^2} & \text{si } |E| < 2\sqrt{N\sigma^2} \\ 0 & \text{si } |E| > 2\sqrt{N\sigma^2}. \end{cases} \quad (3.23)$$

La quantité  $\langle \varrho_N(E) \rangle dE$  donne la probabilité d'avoir un état propre dans l'intervalle  $[E, E + dE]$ . La densité moyenne  $\langle \varrho(E) \rangle$  est approximativement constante si  $|E| \ll \sqrt{N\sigma^2}$ .

### 3.3.3 Distribution des écarts d'énergie

Une des caractéristiques importantes qui s'intéresse au comportement des fluctuations des niveaux d'énergie, et qui permet d'étudier les propriétés spectrales est la distribution des écarts entre niveaux plus proches (nearest neighbor spacing distribution NNSD), notée  $P(s)$ . C'est une quantité statistique utilisée pour distinguer un système chaotique d'un système non chaotique. Pour la distribution des écarts, il est nécessaire de redresser le spectre, avant de s'intéresser au comportement des fluctuations des valeurs propres du spectre. Pour se faire la technique consiste à s'affranchir du comportement moyen  $\bar{N}$  de la fonction spectrale cumulée, définie par :

$$\mathcal{N}(E) = \int_{-\infty}^E \varrho(E') dE' = \bar{N}(E) + \mathcal{N}_{fluc}(E). \quad (3.24)$$

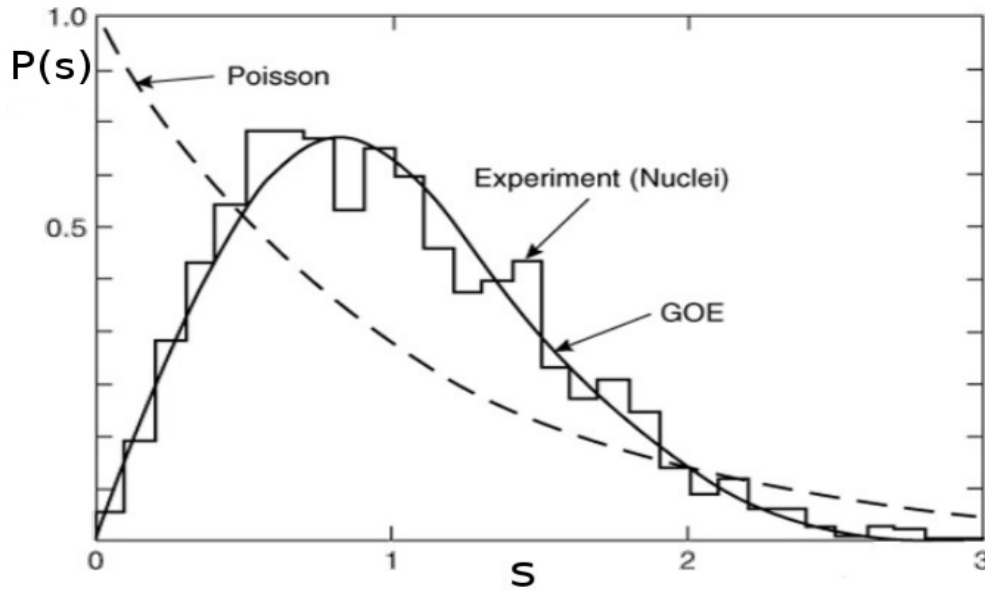
$\mathcal{N}(E)$  se décompose en deux parties, une contribution de comportement moyen  $\bar{N}(E)$  et une contribution de comportement fluctuant  $\mathcal{N}_{fluc}(E)$ . Le redressement de spectre associé aux valeurs propres s'effectue en substituant, à la série  $E_i$ , des nouvelles variables notés  $\varepsilon_i$  :

$$\varepsilon_i = \bar{N}(E_i). \quad (3.25)$$

Une fois le redressement effectué, on peut comparer les propriétés statistiques de la séquence redressée  $\{\varepsilon_i\}$  aux prédictions de la TMA.

Revenons maintenant à la détermination du NNSD. L'expression du  $P(s)$  pour les ensembles gaussiens est définie par :

$$P(s) = \left\langle \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} \delta(s - s_i) \right\rangle, \quad s_i = \varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i. \quad (3.26)$$



**FIGURE 3.3** – La distribution des écarts de niveaux de noyaux lourds est comparée aux prédictions de la TMA, en trait plein la distribution de Wigner correspondant à l'ensemble GOE (figure tirée de [Haq *et al.*, 1982].)

Wigner a proposé de calculer l'expression des écarts successifs des valeurs propres notée  $P_w(s)$ , dans le cas des matrices  $(2 \times 2)$  pour les trois ensembles gaussiens, son résultat étant connu sous le nom de « Wigner Surmise ». La formule analytique de distribution des valeurs propres des matrices de l'ensemble GOE est donnée par :

$$GOE : P_w(s) = \frac{\pi}{2} s \exp\left(-\frac{\pi}{4} s^2\right). \quad (3.27)$$

Le « Wigner Surmise » rend compte du phénomène de la répulsion de niveaux, observée dans les expériences des systèmes chaotiques, d'autre part, c'est un résultat très proche de la limite  $N \gg 1$ . La figure 3.3 montre un exemple observé dans les expériences de noyaux lourds. La distribution des écarts construite à partir du spectre pour  $s \rightarrow 0$  montre une répulsion de niveaux, et une décroissance gaussienne pour  $s \gg 1$ . Dans le cas d'un spectre décorrélé, le cas des systèmes intégrables, la distribution des écarts suit une loi de Poisson  $P_p(s) = e^{-s}$ , pour laquelle on a une absence de répulsion de niveaux (la densité des écarts est maximale en  $s = 0$ ) et une décroissance exponentielle.

### Conjectures importantes pour la distribution des écarts

Plusieurs études et simulations numériques dans le domaine du chaos quantique ont porté sur la quantité de la distribution des écarts pour obtenir plus de résultats théoriques [Mehta, 2004]. Deux conjectures ont été proposées, qui relient la statistique des écarts d'énergie d'un système à sa nature intégrable ou chaotique.

- Conjecture de Berry-Tabor : Ils ont montré que la distribution  $P(s)$  dans le cas des systèmes quantiques intégrables était une distribution de Poisson [Berry et Tabor, 1977].
- Conjecture de Bohigas-Gianonni-Schmit : Pour un système quantique à contrepartie classique chaotique, ils ont montré que la statistique des niveaux était décrite par l'un des

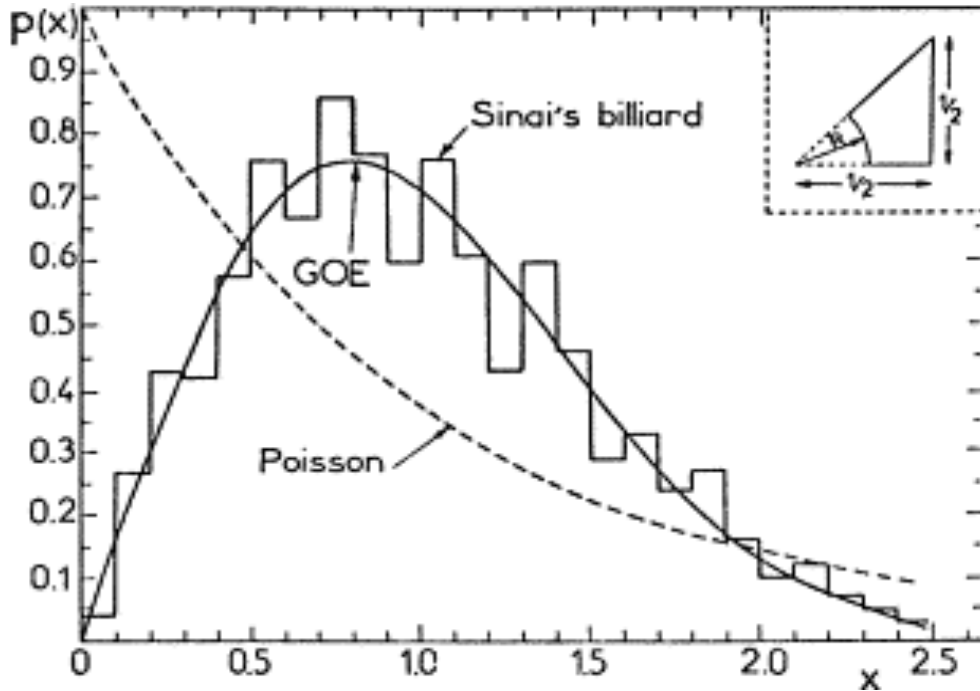


FIGURE 3.4 – Les statistiques des écarts d'énergie pour un billard du Sinaiï [Bohigas *et al.*, 1984].

ensembles de matrices aléatoires (GOE, GUE, ou GSE), selon les symétries du système. Ce résultat a été confirmé par exemple par calcul numérique des niveaux d'énergie dans le modèle du billard du Sinaiï (voir figure 3.4). On observe que la statistique des niveaux est décrite par la prédiction de l'ensemble GOE. Cette conjecture propose que l'universalité des fluctuations dans le spectre d'énergie est une signature du chaos.

Par la suite, de nombreuses études expérimentales et numériques pour différents domaines ont été effectuées et ont confirmé que les systèmes chaotiques présentent des propriétés statistiques spectrales décrites par les ensembles de matrices aléatoires [Stöckmann, 1999].

### 3.4 Modélisation d'un système ouvert par la TMA - Le formalisme de l'hamiltonien effectif

La situation réelle rencontrée dans l'étude expérimentale des CR montre l'existence de mécanismes de pertes. Celles-ci sont dues soit au processus d'injection des ondes dans la CR, soit à l'absorption par effet Ohm soit encore aux jonctions non parfaites entre les murs de la CR, ... Elles ont une influence sur les lois de distribution suivies par les champs, sur la capacité d'avoir des champs de forte intensité à l'intérieur de la CR. Les pertes influencent le facteur de qualité, lié au recouvrement modal, ce qui entraîne une modification sur le régime de bon fonctionnement de la CR. En effet, les différents mécanismes de pertes conduisent à transformer un spectre avec des résonances isolées (des modes réels) en un spectre avec des résonances qui se chevauchent (des modes complexes) rendant les modes difficiles à distinguer.

La CR étant liée à son environnement extérieur, une prise en compte des pertes est nécessaire, car elles jouent un rôle non négligeable [Cozza, 2011 ; Arnaut *et al.*, 2014]. Dans la section

### 3.4. Modélisation d'un système ouvert

précédente, la TMA est construite sous l'hypothèse que le système est considéré comme isolé. Cette considération n'est plus adaptée pour caractériser le comportement statistique des systèmes ondulatoires ouverts (cas des cavités micro-ondes). Une nouvelle approche est utilisée pour modéliser le couplage avec l'environnement. Il s'agit du formalisme de la matrice de diffusion  $S$  « Scattering ».

Le formalisme de la matrice de diffusion a été introduit en physique quantique par J. A. Wheeler [Wheeler, 1937], il a été développé dans le domaine de nucléaire [Mahaux et Weidenmüller, 1969], ensuite en acoustique par L. Flax et al. [Flax et al., 1978]. La théorie de diffusion a été appliquée aussi avec succès aux systèmes mésoscopiques et au billards micro-ondes. C'est un outil mathématique bien adapté aux systèmes ondulatoires ouverts. Il décrit les différents mécanismes de couplage avec l'environnement par l'intermédiaire des canaux fictifs différemment couplés.

Grâce aux correspondances entre l'équation de Schrödinger stationnaire et l'équation de Helmholtz (voir eq. (3.17) et eq. (3.18)), nous allons adopter une notation de la mécanique quantique. Pour ce faire, il suffit de considérer l'analogie entre le nombre d'onde  $k$  (ou bien la fréquence) et l'énergie  $E$  i.e.  $k^2 \rightarrow E$ .

La matrice de diffusion  $S$  permet de lier linéairement les amplitudes des ondes entrantes et sortantes de la CR à une énergie d'excitation donnée  $E$ . Nous supposons que la CR est connectée à  $M$  canaux de fuites. Donc la matrice de diffusion  $S(E)$  est de dimensions  $M \times M$ , on peut ainsi écrire l'entrée en fonction de la sortie du système :

$$|B(E)\rangle = S(E) |A(E)\rangle, \quad (3.28)$$

où  $A(E) = (A_1(E), \dots, A_M(E))^T$  et  $B(E) = (B_1(E), \dots, B_M(E))^T$  sont des vecteurs de dimension  $M$  et comprennent respectivement les amplitudes des ondes entrantes et sortantes dans la base des canaux  $\mathcal{C}$ . On peut déterminer l'expression de la matrice de diffusion dans le cas du système ouvert à partir des états propres de son hamiltonien total s'écrivant comme suit :

$$\mathcal{H}_{tot} = \mathcal{H} + \mathcal{H}_c(E) + \mathcal{U}(E), \quad (3.29)$$

l'expression (3.29) regroupe l'hamiltonien d'un système fermé  $\mathcal{H}$  qui peut être modélisé comme un système à  $N$  niveaux d'énergie. Le second terme de la partie droite de l'équation (i.e.  $\mathcal{H}_c$ ) représente l'hamiltonien des canaux fictifs et peut être écrit dans la base des canaux  $\{|\mathcal{C}_c\rangle\}_{c \in [1, \dots, M]}$ . Le dernier terme  $\mathcal{U}(E)$  correspond au hamiltonien des interactions entre la cavité et les canaux. On donne leurs expressions ci-dessous :

$$\mathcal{H} = \sum_{n,p=1}^N |n\rangle \mathcal{H}_{np} \langle p|, \quad (3.30)$$

$$\mathcal{H}_c(E) = \sum_{c=1}^M \int dE |\mathcal{C}_c(E)\rangle E \langle \mathcal{C}_c(E)|, \quad (3.31)$$

$$\mathcal{U}(E) = \sum_{c=1}^M \sum_{n=1}^N \int dE [|n\rangle \mathcal{V}_{nc}(E) \langle \mathcal{C}_c(E)| + |\mathcal{C}_c(E)\rangle \mathcal{V}_{nc}^*(E) \langle n|], \quad (3.32)$$

### Chapitre 3. Théorie statistique des chambres réverbérantes

où  $|n\rangle$  et  $\langle p|$  sont les kets et les bras d'une base à  $N$  vecteurs propres, avec  $\langle n|p\rangle = \delta_{np}$ . Les vecteurs  $\mathcal{C}_c$  vérifient la relation d'orthogonalité  $\langle \mathcal{C}_c(E)|\mathcal{C}_d(E')\rangle = \delta_{cd}\delta(E-E')$ . Et puisque  $\mathcal{U}(E)$  représente les interactions entre la cavité et les canaux, on peut le décomposer en fonction des vecteurs  $\{|n\rangle, \langle n|\}$  et  $\{|\mathcal{C}_c(E)\rangle, \langle \mathcal{C}_d(E)|\}$  (i.e. eq. (3.32)). Avec  $\mathcal{V}_{nc}(E)$  représentant les éléments de la matrice de couplage notée  $\mathcal{V}(E)$ . Remarquons que la matrice  $\mathcal{V}$  est de dimension  $N \times M$ . L'expression (3.32) montre que le couplage direct entre les canaux est négligé. Cependant cette hypothèse est vérifiée tant que la longueur d'onde  $\lambda$  est inférieure à l'espacement entre les antennes<sup>1</sup>.

N'étant pas l'objectif de cette thèse, la dérivation de la matrice de diffusion pour un système ouvert nécessite un long calcul. Ici, on se limite à donner son expression finale. Le lecteur intéressé peut consulter les références suivantes [Fyodorov et Sommers, 1997 ; Dittes, 2000 ; Barthélemy, 2003]. Par ailleurs, la matrice de diffusion s'écrit :

$$S(E) = \mathbb{1}_M - 2i\mathcal{V}^\dagger \frac{1}{E - (\mathcal{H} - i\mathcal{V}\mathcal{V}^\dagger)} \mathcal{V}, \quad (3.33)$$

où  $\mathcal{H}$  et  $\mathbb{1}_M$  sont respectivement l'hamiltonien du système fermé et la matrice identité de dimension  $M \times M$ . La quantité  $\mathcal{V}$  est la matrice de couplage entre les canaux et la cavité. On note que la matrice de couplage est indépendante de l'énergie d'excitation (voir [Dittes, 2000] page 256). Avec l'hamiltonien effectif du système définit par :

$$\mathcal{H}_{eff} = \mathcal{H} - i\mathcal{V}\mathcal{V}^\dagger. \quad (3.34)$$

Les pôles de la matrice de diffusion  $S(E)$  correspondent aux valeurs propres de l'hamiltonien effectif non-hermitien, notées  $\epsilon_n$  [Sokolov et Zelevinsky, 1989 ; Sokolov et Zelevinsky, 1992]. Chaque valeur propre correspond à une résonance de la cavité, et est donnée par :

$$\epsilon_n = \hat{\epsilon}_n - i\frac{\Gamma_n}{2}. \quad (3.35)$$

En considérant l'influence du couplage externe l'hamiltonien du système fermé  $\mathcal{H}$  présente des résonances avec des durées de vie limitées. Les valeurs propres de  $\mathcal{H}_{eff}$  possèdent une partie réelle  $\hat{\epsilon}_n$  et une partie imaginaire  $\frac{\Gamma_n}{2}$  permettant respectivement de déterminer le centre et la largeur de la résonance. Étant donné la non-herméticité de la matrice  $S(E)$ , on peut la diagonaliser dans deux bases distinctes notées  $\{\langle L_n|\}_{n \in [1, \dots, M]}$  et  $\{|R_n\rangle\}_{n \in [1, \dots, M]}$ , où :

$$\langle L_n|\mathcal{H}_{eff} = \epsilon_n \langle L_n|, \quad \mathcal{H}_{eff}|R_n\rangle = \epsilon_n |R_n\rangle, \quad (3.36)$$

les vecteurs propres à gauche  $\langle L_n|$  et les vecteurs propres à droite  $|R_n\rangle$  vérifient la condition de bi-orthogonalité donnée par :

$$\sum_{n=1}^M |R_n\rangle \langle L_n| = \mathbb{1}_M \quad (3.37)$$

1. D'après [Barthélemy, 2003] cette hypothèse n'est pas vérifiée expérimentalement pour les premiers modes de la cavité.

### 3.4. Modélisation d'un système ouvert

$$\langle L_n | R_n \rangle = \delta_{nm}. \quad (3.38)$$

Dans le cas où l'invariance par renversement du sens du temps n'est pas brisée par l'ouverture du système, alors les deux opérateurs  $\mathcal{H}$  et  $\mathcal{V}\mathcal{V}^\dagger$  sont réels et symétriques. Cette condition est vérifiée en général dans les cavités EM présentant également des pertes. Cela implique que les éléments de la matrice de couplage  $\mathcal{V}\mathcal{V}^\dagger$  (l'amplitude) sont réels. De ce fait on peut remplacer le symbole «  $\dagger$  » par une transposée «  $\top$  »,  $\mathcal{V}_{NM}^\dagger = \mathcal{V}_{NM}^\top$  [Sokolov et Zelevinsky, 1989 ; Sokolov et Zelevinsky, 1992]. Par ailleurs, les vecteurs propres  $|R_n\rangle$  deviennent transposés de  $\langle L_n|$  et on écrit :

$$|R_n\rangle^\top = \langle R_n^*| = \langle L_n|. \quad (3.39)$$

En évoquant la condition de bi-orthogonalité (i.e. (3.38)), on peut vérifier facilement que les parties imaginaires et réelles d'un même vecteur propre sont orthogonales. Donc, en définissant les champs propres par :  $\psi_n^{L^*}(\vec{r}) = \langle L_n | \vec{r} \rangle = \langle R_n^* | \vec{r} \rangle = \psi_n^R(\vec{r})$ , ces derniers sont solutions de l'équation d'Helmholtz<sup>2</sup> dans une cavité ouverte caractérisée par son hamiltonien effectif  $\mathcal{H}_{eff}$  et vérifient en outre la condition de bi-orthogonalité à savoir,  $\int_V \text{Re}\{\psi_n^R(\vec{r})\} \text{Im}\{\psi_n^R(\vec{r})\} d\vec{r} = 0$  et  $\int_V [(\text{Re}\{\psi_n^R(\vec{r})\})^2 - (\text{Im}\{\psi_n^R(\vec{r})\})^2] d\vec{r} = 1$ . Sachant que  $\psi_n$  sont des champs propres d'un problème hermitien, alors leurs parties réelles et imaginaires vérifient la condition suivante :

$$\int_V [(\text{Re}\{\psi_n(\vec{r})\})^2 + (\text{Im}\{\psi_n(\vec{r})\})^2] d\vec{r} \geq 1. \quad (3.40)$$

Pour faire la correspondance entre les formalismes quantique et classique<sup>3</sup>, la fonction de Green (2.21) est équivalente à l'opérateur de Green suivant :

$$\mathcal{G}(E) = \sum_{n=1}^M \frac{|R_n\rangle \langle L_n|}{E - \epsilon_n}. \quad (3.41)$$

Cette équivalence est valable si on applique aux champs propres vectoriels de l'équation (2.21) la transformation suivante [Gros et al., 2016] :

$$\vec{\mathcal{E}}_n = \frac{\vec{E}_n}{\sqrt{\int_V \vec{E}_n \cdot \vec{E}_n dV}}, \quad (3.42)$$

où  $V$  correspond au volume de la cavité. Les champs propres vectoriels normalisés (i.e.  $\vec{\mathcal{E}}_n$ ) obéissent à la condition de bi-orthogonalité similaire à l'équation (3.38).

2. Voir section 3.2, avec  $E \rightarrow k^2$  est la transformation qui permet de passer de Schrödinger à Helmholtz. On donne  $k = (2\pi/c)^2 [f_n - i\Gamma_n/2]^2$

3. Dans ce paragraphe on ne cherche pas à dériver l'opérateur de Green (3.41), on se contente juste de donner son expression. Pour plus de détails sur sa dérivation voir [Gros, 2014]



### 3.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons résumé les approches théorique qui constitue la base des modèles statistiques qui permettent de rendre compte du comportement des chambres réverbérantes. Il s'agit de deux modèles statistiques, celui du modèle de Hill (superposition d'ondes planes) auquel se réfère la communauté CEM et le modèle du chaos ondulatoire décrivant les propriétés des solutions des équations d'ondes pour des géométries complexes.

Nous avons vu que le modèle de Hill ne fait pas d'hypothèse particulière sur la géométrie de la cavité mais repose sur le postulat d'un spectre continu d'ondes planes correspondant à une infinité de modes. C'est un modèle asymptotique décrivant un champ idéalement désordonné. Ce modèle est valable dans une cavité présentant un recouvrement modal suffisamment grand. Le champ idéalement désordonné est Gaussien, ce qui en pratique (dans l'hypothèse de processus indépendants et identiquement distribués pour les parties réelles et imaginaires de toute les composantes de champ) signifie que le module d'une composante rectangulaire du champ suit une loi de Rayleigh tandis que le champ total suit une loi du « chi 2 » à 6 degrés de liberté.

Le modèle au sens de Hill est incapable de décrire un comportement non idéal du champ, plus précisément, dans le régime de recouvrement modal faible ou modéré. C'est à partir de cette remarque, que nous nous sommes intéressé à l'apport de la théorie du chaos ondulatoire qui repose sur la nature complexe de la géométrie de la chambre réverbérante, grâce à cette hypothèse les fluctuations spatiales et spectrales du champ EM possèdent des propriétés universelles. Nous avons vu que la TMA permet de reproduire la statistique du champ. Dans le cas des chambres réverbérantes ouvertes nous avons utilisé le formalisme de la matrice de diffusion associé au formalisme de l'hamiltonien effectif pour caractériser le couplage entre la cavité et son extérieur. Dans les chapitres suivants, ce modèle sera un outil de base pour l'interprétation de nos résultats expérimentaux.

## Études expérimentales d'une cavité à résonances isolées

Ce chapitre représente les premiers résultats obtenus durant la thèse. D'abord, nous allons décrire brièvement la méthode des moments pour la résolution numérique des équations de Maxwell, afin de déterminer le rayonnement des antennes. Ensuite, la deuxième partie est consacrée à l'analyse expérimentale et numérique du comportement d'un dispositif constitué de deux lignes de transmission, imprimées sur un PCB et une cavité rectangulaire. L'objectif est d'étudier le couplage entre les éléments de ce dispositif et mettre en évidence l'impact de l'environnement réverbérant de la petite cavité sur la transmission entre les deux lignes.

### 4.1 Méthode des moments pour le couplage EM

Comme nous l'avons évoqué en chapitre 2, le principe de l'étude d'un champ EM à l'intérieur d'une cavité excitée par des antennes découle des équations de Maxwell, qui offrent une base mathématique abordable par des méthodes analytiques. Néanmoins la complexité de la géométrie du cas étudié (cavité, antenne) rend l'application de ces méthodes difficile. Dès lors l'intérêt est de s'orienter vers des méthodes numériques qui donnent des résultats approximatifs. Des questions se posent :

- comment ces méthodes convergent vers la solution ?
- avec quelle incertitude sur celle-ci ?
- quelle méthode privilégier ?

Il existe plusieurs méthodes numériques, classées selon plusieurs critères, par exemple selon qu'elles se basent sur l'équation différentielle ou l'équation intégrale et selon qu'elles fonctionnent dans le domaine fréquentiel ou temporel. Au cœur de ces méthodes, il est nécessaire de discrétiser l'espace (i.e. subdiviser la géométrie en un grand nombre de petits éléments). Ce processus est connu également sous le nom de maillage. Selon la méthode utilisée, la discrétisation intervient au début du développement (Méthode des différences finies), ou en fin de calcul. Généralement, la précision de la méthode est liée à la discrétisation (taille de maillage). Plus le maillage est fin, meilleure est la précision de la méthode. D'autre part, une résolution géométrique plus fine est limitée par les ressources informatiques disponibles. Dans la suite de cette

## Chapitre 4. Études expérimentales d'une cavité à résonances isolées

---

section, nous allons voir le principe de base de la méthode des moments (MoM).

La MoM est une technique numérique, largement appliquée aux problèmes de la théorie électromagnétique. Introduite en 1967 par Roger F. Harrington pour résoudre des problèmes d'électromagnétisme ou pour l'analyse des circuits planaires comme les antennes [Harrington, 1967]. Elle est appliquée dans le domaine fréquentiel (i.e. fréquence d'excitation monochromatique).

### La procédure de la MoM

Poggio et Burke en 1970 établissent cette technique de solution, en implémentant la méthode des moments, pour la détermination du rayonnement des antennes. Soit une équation intégrale reliant la source du courant au champ électrique, avec au second membre le champ exciteur  $\vec{E}$  et dans le premier membre les inconnues (densité surfacique de courant électrique  $\vec{J}$ ) [Harrington, 1993 ; Sarkar *et al.*, 2001] :

$$f_e(\vec{J}, M) = \vec{E}. \quad (4.1)$$

En tenant compte des conditions aux limites, cette équation peut se mettre symboliquement sous forme :

$$L(\phi) = f, \quad (4.2)$$

où  $L$  est un opérateur linéaire,  $f$  est l'excitation, supposée être une fonction connue et  $\phi$  est une fonction inconnue à déterminer (le champ ou la réponse). L'inversion de l'opérateur conduit à la solution  $\phi = L^{-1}(f)$ . On développe la fonction inconnue sur une base de vecteur  $\nu_k$ , en cherchant la solution de la forme :

$$\phi = \sum_{k=1}^N \alpha_k \nu_k, \quad (4.3)$$

où les  $N$  coefficients  $\alpha_k$  sont à déterminer, pour ce faire, on substitue l'équation (4.3) dans (4.2) on obtient l'équation approximative :

$$L\left(\sum_{k=1}^N \alpha_k \nu_k\right) \approx f, \quad (4.4)$$

grâce à la linéarité de l'opérateur, on peut réécrire l'équation (4.4) comme suit,

$$\sum_{k=1}^N \alpha_k L(\nu_k) \approx f. \quad (4.5)$$

On choisit les  $\nu_k$  tel que, le  $L(\nu_k)$  soit facile à calculer. En introduisant un autre type de vecteurs appelés fonctions test  $w_i$ , on construit des produits internes définis par  $\langle \vec{w}, \vec{v} \rangle = \iint \vec{w}, \vec{v} dS$ , on

## 4.2. Ligne de transmission à l'intérieur d'une cavité a résonances isolées

teste les deux membres de l'équation (4.5) par une multiplication par la fonction test conduit à :

$$\sum_{k=1}^N \alpha_k \langle \vec{w}_i, L(\nu_k) \rangle \approx \langle \vec{w}_i, f \rangle, \quad (4.6)$$

cette équation peut se mettre sous forme matricielle  $LA = B$  avec  $L = \langle \vec{w}_i, L(\nu_n) \rangle$ ,  $A = \sum_{k=1}^N \alpha_k$  et  $B = \langle \vec{w}_i, f \rangle$ . Les coefficients  $\phi_k$  sont à déterminer par inversion du système  $LA = B$  ou par d'autres techniques.

La MoM présente de nombreux points forts, car elle permet un maillage efficace des surfaces parfaitement ou très conductrices, pour les antennes filaires, le traitement est encore plus efficace, car seule une discrétisation unidimensionnelle du fil est effectuée. À partir de la densité de courant, de nombreux paramètres importants d'antenne (impédance, gain, diagrammes de rayonnement ...) peuvent être dérivés, certains directement et d'autres via une intégration numérique simple. Signalons un inconvénient de la méthode réside dans le calcul délicat des fonctions de Green.

## 4.2 Ligne de transmission à l'intérieur d'une cavité a résonances isolées

### 4.2.1 Introduction

Le développement croissant des techniques de conception microélectronique, dû à l'évolution des contraintes industrielles, telles que l'augmentation des fréquences de fonctionnement et les objets connectés de plus en plus présents, ce qui entraîne l'utilisation d'un ensemble des cartes et des équipements intégrant, des puces électroniques de plus en plus nombreuses et complexes. Ces évolutions technologiques impliquent une cohabitation d'un grand nombre d'appareils électroniques modernes. Ceux-ci s'accompagnent de problèmes de couplages EM qui conduisent à leurs tours, à une augmentation des perturbations au sein de ces appareils [Tidjani *et al.*, 2014 ; Anish *et al.*, 2010 ; Olney, 2011], et nuisent au bon fonctionnement nécessaire de chaque appareil.

En général les équipements électroniques sont placés dans des enceintes métalliques de blindage, afin de les isoler et protéger de certaines sources de signaux EM (entretenues, non ou sous forme d'impulsions ...) extérieures qui peuvent les affecter. Cependant, l'onde peut pénétrer à l'intérieur de la cavité, à travers les ouvertures de blindage (i.e. ouvertures servant à l'aération, ou pour introduire les câbles) [Ye *et al.*, 2015 ; Kirawanich *et al.*, 2006], ou par nature réverbérante de l'enceinte métallique elle même. Ce problème récurrent fait apparaître des réponses inattendues au niveau des lignes de transmission placées sur des substrats de type circuit imprimé (tensions et courants parasites).

À ces perturbations vient s'ajouter le problème lié au phénomène de la diaphonie, le fait de travailler à des fréquences élevées pour les lignes de transmission, accentue les effets de la diaphonie, définie comme étant le couplage EM entre une ligne connectée à un signal radiofréquence (dispositif agresseur) et une ligne très proche passive (dispositif victime). Dans certains

## Chapitre 4. Études expérimentales d'une cavité à résonances isolées

---

cas, l'induction d'un champ fort sur la ligne victime engendre un dysfonctionnement du système.

En s'intéressant à la perturbation EM, nous allons étudier dans la suite de ce chapitre le couplage électromagnétique d'un champ extérieur à deux lignes de transmission microstrip, situées sur une carte de circuit imprimé à l'intérieur d'une cavité rectangulaire via une connexion directe, à partir d'une antenne monopole pénétrant dans une ouverture de la cavité. Ce couplage est un mécanisme très important pour la détermination du niveau des signaux du dispositif sur le circuit imprimé. Une analyse précise et efficace de l'effet de l'environnement extérieur sur le comportement des lignes de transmission est nécessaire.

Une solution est de combiner l'étude de l'analyse des cartes de circuits imprimés (PCB) et celle de l'analyse du champ dans la cavité, deux analyses à très différentes échelles de taille, ce qui en fait un problème difficile. Le défi lié aux problèmes de diaphonie et de perturbation extérieure pour être résolu nécessite une technologie innovante et une méthodologie de conception qui prend en considération avec précision les interactions EM à la fois entre les composantes électroniques et l'effet de packaging.

Les études de l'analyse de PCB et de la cavité ont reçu une attention particulière. Plusieurs méthodes ont été appliquées pour quantifier les problèmes de couplage des lignes de transmission dans la cavité. Par exemple, Ji et al. [Ji *et al.*, 1999] ont utilisé la méthode des éléments finis (MEF) et la méthode des moments (MOM) pour analyser le rayonnement émis par une carte de circuit imprimé, ou la méthode des Différences Finies en Domaine Temporel (FDTD) [Kong *et al.*, 2013]. Toutefois, les modèles de simulation étant constitués de lignes de transmission dans une cavité, ils nécessitent un temps de calcul et une mémoire importants.

### 4.2.2 Dispositif expérimental

Dans Le cadre du projet NEMF21, nous avons conçu un dispositif (cavité et lignes de transmissions) pour étudier et démontrer expérimentalement l'effet d'un environnement partiellement réverbérant sur la transmission entre deux lignes métalliques (pistes) en cuivre proches l'une de l'autre, imprimées sur un PCB au dessus d'un plan de masse (figure 4.1), excitées par des antennes monopoles. Le PCB est disposé à l'intérieur d'une cavité en aluminium. Dans la suite, nous allons décrire les différents dispositifs composant notre expérience.

#### Description du PCB

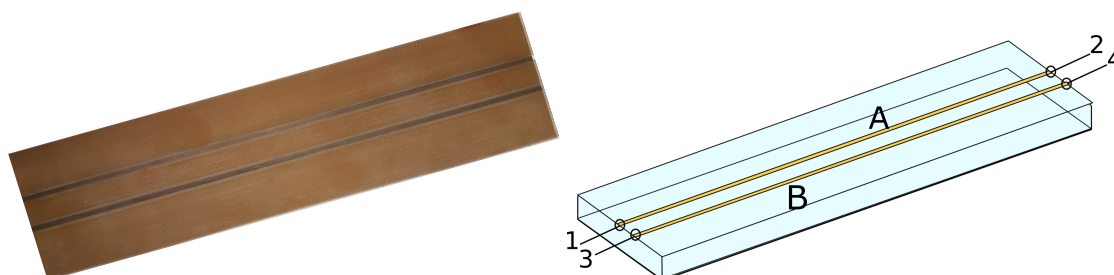
Le montage a été conçu en collaboration avec notre partenaire Damienne Bajon et Jean-Baptiste Gros de l'ISAE de Toulouse. Le PCB à base d'une couche de substrat de téflon et une couche de PCB, a été produit à l'ISAE (figure 4.1). Les spécifications du PCB données par le fabricant sont résumées dans le tableau 4.1 :

La figure 4.1 montre une photo de notre PCB, nous observons les deux lignes de transmission micro strip en cuivre notées  $A$  (entre les deux ports 1 et 2) et  $B$  (entre les deux ports 3 et 4) imprimées sur le PCB, espacées entre elles d'une distance  $d=1,8$  cm. Les deux lignes sont symétriques et ont les caractéristiques mentionnées dans le tableau 4.2. L'épaisseur des deux lignes micro strip au-dessus du plan de masse est très inférieure à la longueur d'onde  $\lambda$  correspondant

## 4.2. Ligne de transmission à l'intérieur d'une cavité à résonances isolées

Longueur PCB $L$	19.9 mm
Largeur PCB $W$	5.5 mm
Epaisseur $e$	1.53 mm
Constante diélectrique $\epsilon_r$	4.97
Facteur de dissipation $\tan(\delta)$	0.017 ou 0.035

**Tableau 4.1** – Caractéristiques du PCB.



**FIGURE 4.1** – Deux lignes métalliques en cuivre en parallèle imprimées sur un substrat diélectrique recouvert d'un plan métallique sur la face arrière, l'épaisseur du PCB  $e=1,53$  mm, une longueur de 19,9 mm, une largeur de 5,5 mm et une constante diélectrique  $\epsilon_r=4,47$ .

à la fréquence de fonctionnement des antennes que nous utiliserons par la suite pour l'excitation des modes désirés.

### Description de la cavité

La cavité EM est fabriquée en aluminium, aux parois fortement conductrices (conductivité  $\sigma \approx 10^7$  S/m) avec une forme rectangulaire modélisée par le logiciel OpenSCAD. Sa structure représentée sur la figure 4.2, montre une vue des éléments constituant la cavité à laquelle nous avons pensé, dont les paramètres géométriques peuvent être contrôlés (voir les dessins techniques sur l'annexe E) i.e. l'utilisation des pièces détachées pour que l'on puisse facilement y introduire et déplacer librement des antennes, la carte PCB et changer la hauteur du plafond. Ce qui entraîne un coût en termes des pertes, car à haute fréquence, les jonctions entre les différents murs créent des pertes (pertes de fuite) et ainsi diminue le facteur de qualité de la cavité. Nous avons décidé de minimiser ces pertes en fixant les parois longitudinales de la cavité et faire varier la hauteur des parois latérales. Les dimensions de la cavité sont données dans le tableau 4.3.

Les parois de la cavité sont des plaques d'épaisseur 10 mm, nous avons rajouté des trous sur

Longueur $L$	19,9 mm
Largeur $W$	2 mm
Distance entre le centre des lignes	18 mm

**Tableau 4.2** – Caractéristiques de deux lignes de transmission micro strip situées au dessus du plan du PCB.

Longueur $L$	20 cm
Largeur $b$	5,62 cm
Hauteur $h_1$	1,66 mm
Hauteur $h_2$	$2h_1$ ou $4h_1$

**Tableau 4.3** – Dimensions de la géométrie de la petite cavité.

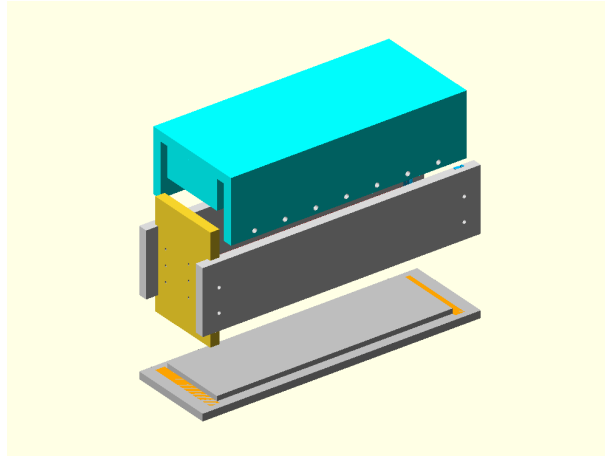


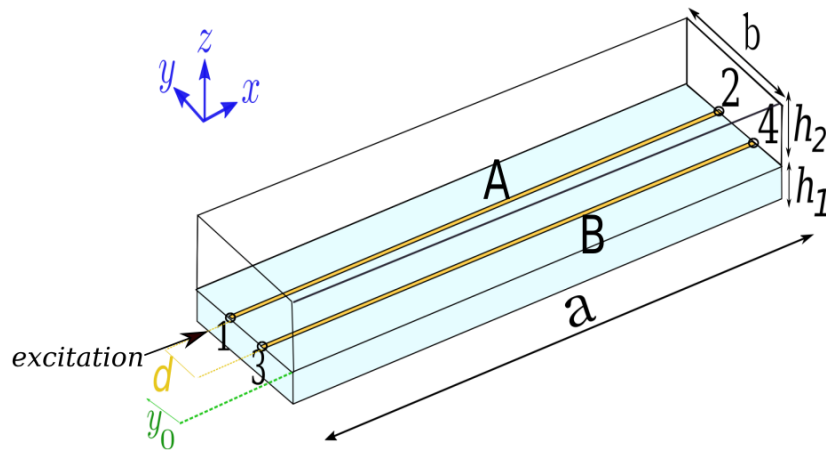
FIGURE 4.2 – Vue de la cavité représentée par le Logiciel OpenSCAD.

les parois longitudinales, afin de fermer la cavité et de pouvoir régler la hauteur de fixation de la plaque supérieure également sur les deux plaques latérales pour y fixer solidement les antennes monopoles. Un ensemble de vis est utilisé pour assurer un serrage uniforme sur la totalité des bords.

### Analyseur de réseau et connectique

Dans notre expérience, les mesures ont été réalisées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (Vector Network Analyzer, VNA), le modèle utilisé étant Agilent Technologies E5071C à quatre ports. Le VNA joue un rôle de source et de détecteur du signal radiofréquence. En injectant un signal micro-ondes à l'intérieur de la cavité, il permet de mesurer le module et la phase des paramètres de la matrice de diffusion  $S$ . Le principe est d'effectuer un calcul interne entre les rapports des puissances mesurées émises, réfléchies et transmises. On obtient ainsi les coefficients de la transmission et de la réflexion entre les différentes antennes. Les ports de l'analyseur fonctionnent aussi bien en émission qu'en réception. Nous disposons également des antennes monopoles de longueur  $L = 18$  mm pour l'émission et la réception du signal. Celles-ci sont fixées sur les parois latérales des plaques aux positions réservées. Elles traversent la plaque en aluminium pour pénétrer à l'intérieur de la cavité (longueur de pénétration  $l=8$  mm) et se mettent au dessus du PCB placé à l'intérieur de la cavité. Des câbles flexibles avec une impédance de  $50 \Omega$ , sont utilisés pour interconnecter le VNA et les 4 antennes.

Avant une mesure à l'aide de l'analyseur, il est nécessaire d'effectuer un étalonnage qui permet la définition d'un référentiel pour les mesures à effectuer en s'affranchissant de l'effet de la connectique située entre le VNA et le système à mesurer. Il consiste à utiliser un kit d'étalonnage, i.e. un ensemble composé de différentes terminaisons connues, dont les caractéristiques électriques sont précises (court-circuit (SHORT), circuit ouvert (OPEN), une charge adaptée (LOAD), une transition (THRU)). Il suffit de remplacer le dispositif connecté aux câbles reliés à l'analyseur, par ces terminaisons selon le type d'étalonnage. Le VNA mesure leur réponse sur toute la bande fréquentielle de travail, ensuite le VNA effectue un calcul numérique interne pour apporter des corrections sur les erreurs de mesure, dues aux différents types de pertes (causées par la diaphonie ou le bruit interne des composantes de VNA, les câbles ...). Cette correction



**FIGURE 4.3** – Schéma de dispositif expérimental montrant les 2 lignes de transmission A et B. La distance qui sépare les deux lignes est  $d=1,8$  cm. La distance à partir de laquelle la ligne est posée loin des bords de la cavité est  $y_0=3,47$  cm. Les dimensions de la cavité sont : longueur  $l=20$  cm, largeur  $b=5,62$  cm et une hauteur totale  $h_1 + h_2$  où  $h_1=1,6$  mm est fixe et  $h_2$  une hauteur variable au-dessus du PCB.

donne aux mesures une meilleure précision et permet de définir le modèle de mesure.

Il existe plusieurs types d'étalonnage, selon le degré de précision voulu, dans la mesure des paramètres de diffusion et selon le dispositif à mesurer. Au cours des travaux effectués dans cette thèse nous avons utilisé trois types d'étalonnage, le Full 2-port TOSM pour un étalonnage complet en corrigeant les 4 paramètres  $S_{ij}$ , Full 1-port uniquement pour la réflexion et l'étalonnage TRL (THRU – REFLECT – LINE) couramment utilisée pour la mesure des dispositifs planaires comme les antennes patch.

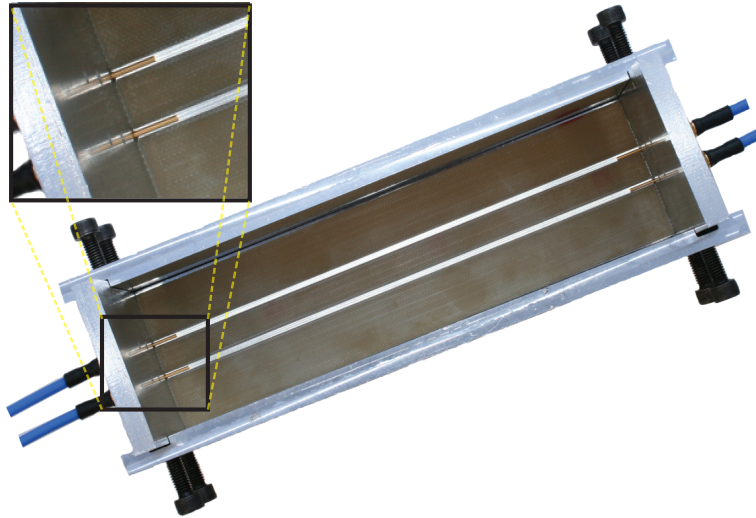
### Expérience

Après une description de chaque élément composant notre expérience, l'objectif est d'étudier expérimentalement l'effet d'un environnement partiellement réverbérant sur la transmission entre les deux lignes métalliques (pistes) en cuivre imprimées sur le PCB, excitées par des antennes monopoles de longueur  $l=18$  mm. La figure 4.3 illustre la carte de circuit imprimé (PCB) utilisée, placée sur un plan de masse en aluminium d'une hauteur de 1 cm, avec deux lignes de transmission. Le PCB est disposé à l'intérieur d'une cavité en aluminium de faible facteur de qualité ( $Q \approx 500$ ).

Les deux lignes sont excitées par les antennes connectées au VNA comme illustré sur la figure 4.4. Dans le cas des lignes de transmission symétriques, nous avons des valeurs de couplages identiques. Nous mettons en évidence que la réflexion et la transmission sont insensibles à la présence des parois de la cavité sauf au voisinage des résonances de celle-ci où la diaphonie peut être considérablement modifiée. Une simulation électromagnétique appropriée développée pour ce travail à partir de la méthode des moments (section 4.1), pour l'extraction des paramètres  $S$ , reproduit fidèlement les observations expérimentales. En outre, ces simulations fournissent les densités de courant des lignes, qui présentent des structures spatiales perturbées.

Les deux lignes de transmissions A et B imprimées sur le PCB ont une longueur  $a=19,9$  cm,





**FIGURE 4.4** – Photographie du dispositif expérimental montrant les deux lignes imprimées sur un PCB à l'intérieur de la cavité (sans le plafond), avec un zoom sur la partie du contact entre la ligne et l'antenne monopôle. Les antennes sont connectées à l'analyseur de réseau par un câble coaxial via les connecteurs SMA.

espacées entre elles d'une distance  $d= 1,8$  cm. La distance qui sépare la ligne de la paroi de la cavité est notée  $y_0= 3,47$  cm comme illustré sur la figure 4.3.

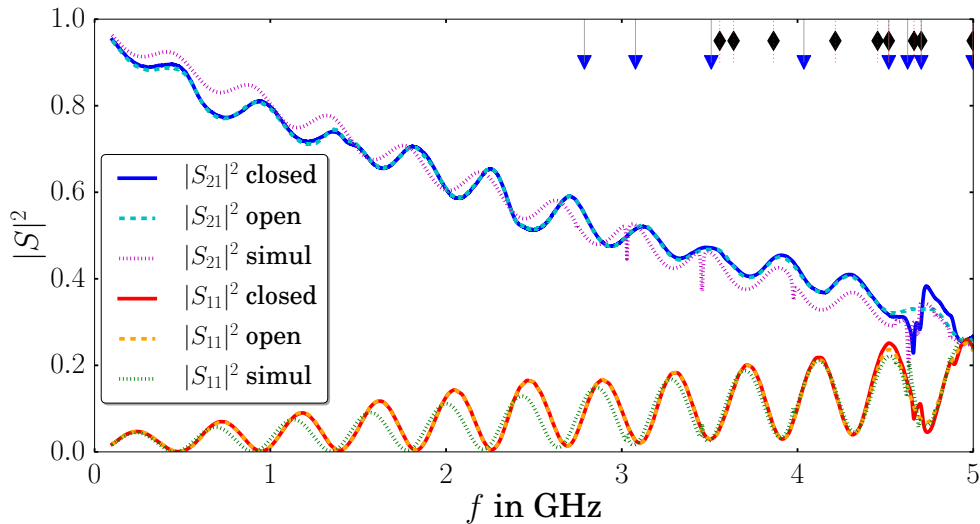
Le PCB peut être placé à l'intérieur de la cavité. En le mettant sur un plan de masse, les hauteurs des murs des côtés de la cavité sont contrôlables afin d'avoir plusieurs configurations possibles et étudier l'influence de la position de l'excitation des antennes par rapport aux lignes. Les caractéristiques du PCB sont résumées sur le tableau 4.2. On considère une cavité EM aux parois parfaitement conductrices de dimensions ; longueur  $L=20$  cm, largeur  $b=5,62$  cm et hauteur  $h_2=4$  cm. Les deux lignes de transmission  $A$  et  $B$  sont placées à l'intérieur de la cavité, l'excitation se fait via des antennes en contact avec les deux lignes, sur les deux cotés de chaque ligne, les antennes sont introduites à travers des ouvertures de diamètre  $D=2$  mm comme illustré sur la figure 4.4. Les 4 antennes sont reliées à l'analyseur de réseaux à 4 port.

Une des questions que peut susciter ce genre de système est effectivement l'influence de l'environnement EM sur la communication entre les 2 lignes. Nous avons procédé à des séries de mesures sur la gamme de fréquences  $[1 - 5]$  GHz pour l'évaluation de la transmission  $S_{21}$ , la réflexion  $S_{11}$  et aussi la diaphonie (transmission  $S_{41}$ ) entre les lignes  $A$  et  $B$  en excitant la ligne  $A$  (figure 4.3).

### 4.2.3 Résultats expérimentaux de la transmission, la réflexion et la diaphonie entre les deux lignes

Maintenant, nous nous focalisons sur la transmission et la réflexion des deux lignes à l'intérieur de la cavité. Afin d'évaluer l'influence de l'environnement sur le comportement des lignes de transmission à l'intérieur de la cavité, nous avons imaginé deux scénarios différents. Dans le premier scénario, nous considérons que la cavité est ouverte, dans le deuxième nous considérons qu'elle est fermée avec une hauteur de  $h_2 = 4$  cm au-dessus du plan de PCB. Les figures 4.5 et 4.6 présentent les résultats de mesure des paramètres  $S$ .

## 4.2. Ligne de transmission à l'intérieur d'une cavité à résonances isolées

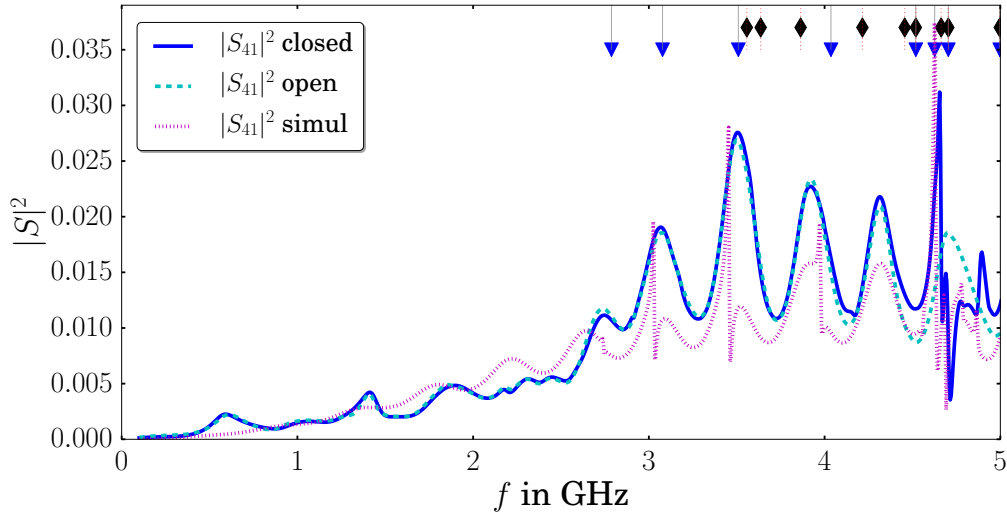


**FIGURE 4.5** – Transmission  $|S_{21}|^2$  en fonction de la fréquence : courbe continue en bleu pour la cavité fermée, courbe en tiret le cas de la cavité ouverte. Les triangles et diamants représentent respectivement les modes TM et TE de la même cavité sans le PCB. Les courbes de la simulation en pointillé sont calculées à partir de la méthode des moments.

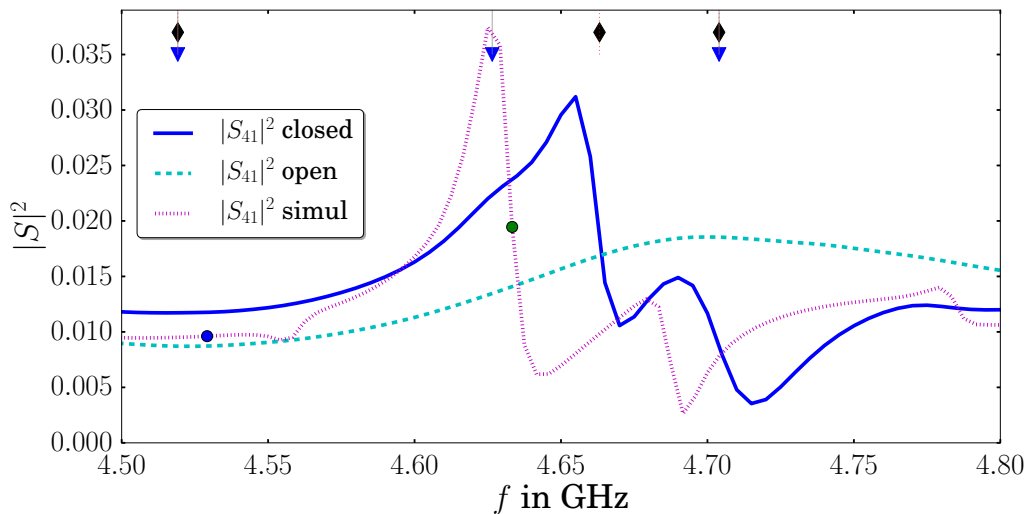
La figure 4.5 compare la transmission d'une extrémité à l'autre de la ligne d'excitation  $|S_{21}|^2$  et la réflexion sur le port 1  $|S_{11}|^2$  pour la ligne excitée  $A$ . Tandis que la figure 4.6 illustre la mesure de la diaphonie dans le cas de la cavité fermée et ouverte sur une gamme de fréquences comprises entre 1 et 5 GHz, les oscillations sont liées à la longueur de la ligne. Le paramètre  $S_{21}$  met en évidence les pertes en transmission dans la cavité en fonction de la fréquence, dues aux pertes dans l'espace libre et surtout dues aux pertes dans le PCB. En fermant la cavité, il apparaîtra des résonances EM relatives à deux polarisations différentes du champ qui vont influencer les mesures. Les résonances EM marquées par les triangles (diamants) représentent respectivement les modes TM (TE) d'une cavité rectangulaire conductrice parfaite vide avec les mêmes dimensions (équations (2.8) et (2.10)). Les simulations numériques pour la cavité fermée utilisant la *MoM* sont illustrées par les courbes en pointillés.

La plus petite fréquence de résonance  $f_{min}=2,741$  GHz correspond au mode  $TM_{110}$  d'après l'équation (2.12). Les fréquences de résonance de la cavité vide serviront à évaluer les décalages fréquentiels des modes en présence d'un défaut (existence du PCB). On constate bien que dans la partie de 1,0 à 4,5 GHz, nous observons le même comportement entre les résultats expérimentaux et de simulation sauf l'absence des résonances sur les courbes de mesures de la cavité fermée et ouverte, tandis que dans la partie [4,5-4,8] GHz on observe un écart dans la diaphonie. Cette différence est liée aux résonances TM où le champ électrique est parallèle au plan des lignes et permet de coupler les lignes.

La figure 4.7 est un zoom sur la gamme de fréquences de 4,5 à 4,8 GHz pour les résultats de la diaphonie entre les deux lignes, nous remarquons que l'influence des résonances TM est bien importante. Dans ce cas, nous avons une variation de la puissance de signal de diaphonie, entre la cavité ouverte et fermée, qui peut atteindre une valeur comprise entre +6 dB et -3 dB même si l'environnement n'est pas fortement réverbérant. Cet effet n'est donc pas négligeable, il constitue toujours un cas indésirable lors d'une communication et doit être pris en considération

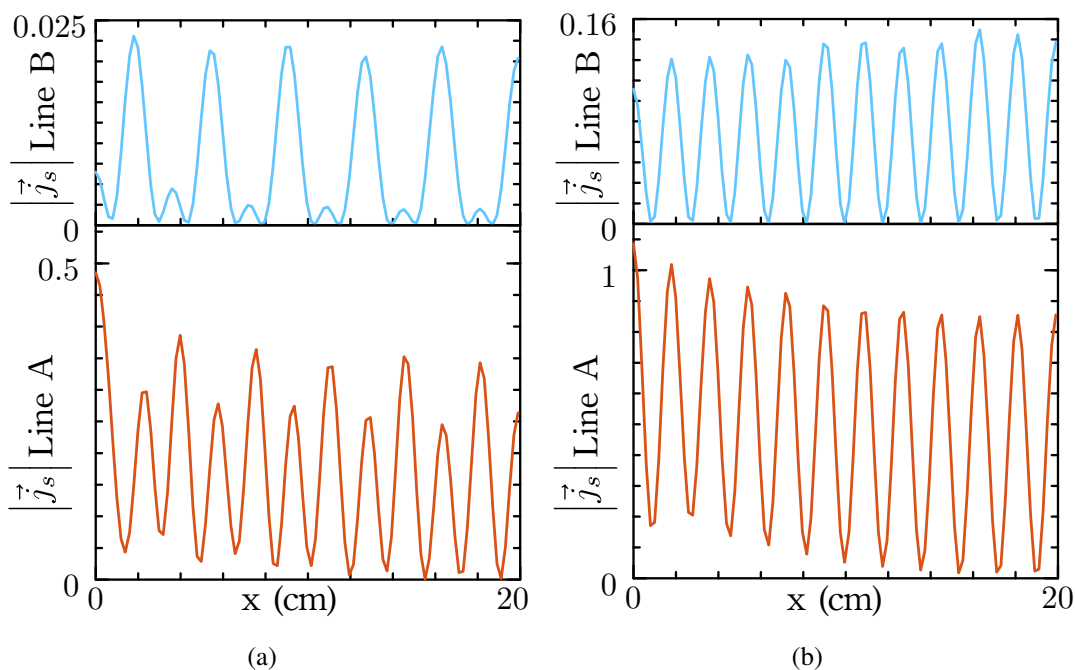


**FIGURE 4.6** – Diaphonie  $|S_{41}|^2$  en fonction de la fréquence entre les deux lignes A et B, en excitant la ligne A et en mesurant sur le port connecté à la ligne B. Les modes de résonances TM et TE de la cavité vide sont présentés en triangle et diamant.



**FIGURE 4.7** – Zoom sur la partie 4.56 et 4.80 GHz de la diaphonie  $|S_{41}|^2$  mesuré entre les deux lignes A et B.

si le PCB se place dans de tels environnements. Les résultats de simulation ressemblent à la même structure, avec le même comportement, mais avec un décalage des oscillations. Celui-ci lié à la précision de l'ordre de quelques dixièmes de  $mm$  des dimensions géométriques prises pour la simulation, par rapport au cas expérimental, où on a l'existence toujours de l'effet de l'environnement. On a moins de pertes que dans le cas pratique. Pour obtenir le facteur des pertes dans la simulation, nous avons utilisé un facteur de dissipation de l'air ( $\tan \delta = 1/500$ ). Ces simulations ne prennent pas en compte la variation des facteurs de qualité provenant des modes. L'augmentation des pertes volumiques signifie la réduction du facteur de qualité pour les résonances basses et les fait également disparaître, mais nous avons fixé les valeurs pour obtenir un meilleur accord sur les résonances plus hautes.



**FIGURE 4.8** – La simulation de la densité de courant surfacique en utilisant la méthode des moments en excitant le port 1 comme montré sur la figure 4.3 : pour les deux fréquences de résonances de la cavité (a) 4,633 GHz et (b) 4,52 GHz. Ces deux fréquences sont indiquées sur la figure 4.9 par des petits cercles, elles sont calculées numériquement en incluant le PCB.

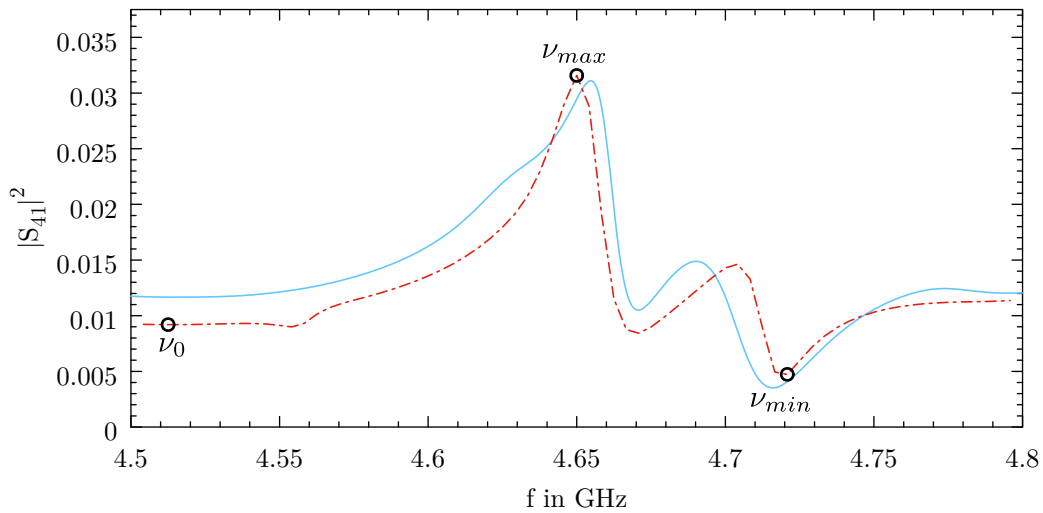
### 4.2.4 Résultats numériques de la densité du courant surfacique

La simulation numérique nous a permis d'accéder au calcul des densités de courant sur les lignes, et auxquelles nous n'avons pas accès expérimentalement. Les courants de la cavité fermée (figure 4.8) sont aux fréquences de résonance 4,633 et à 4,52 GHz. Nous observons tout d'abord que le courant global est réduit à la fréquence de résonance de la cavité (notez le changement d'échelle) ainsi qu'une variation spatiale des courants sur la ligne excitée *A* et les courants induits sur la ligne *B*. Cette variation correspondant aux écarts trouvés pour les paramètres *S*. Ces divergences entre les résultats numériques et expérimentaux montrent qu'un traitement purement déterministe pourrait ne pas être adapté au problème, mais qu'une analyse statistique prenant en compte les variations possibles de l'environnement semble plus appropriée.

Pour obtenir un meilleur accord entre les résultats de simulation et expérimental comme illustré sur la figure 4.9. Nous réduisons la hauteur précédemment utilisée  $h_2$  de 1% et le facteur de qualité à  $Q=350$ . La MoM permet de calculer toutes les composantes du champ électrique *E* et magnétique *H* dans la cavité. Les fréquences pour la décomposition du mode sont marquées et données par  $\nu_0=4,516$  GHz,  $\nu_{max}=4,650$  GHz et  $\nu_{min}=4,721$  GHz.

Les coupes du plan *xy* à deux hauteurs différentes pour les six distributions spatiales des composantes du mode de champ sont illustrées sur les figures 4.10 et 4.11, pour les composantes du champ électrique et celles du champ magnétique respectivement. La première colonne correspond à la composante *x* et la deuxième et troisième colonne correspond respectivement aux composantes *y* et *z*.

Les lignes impaires correspondent aux composantes du champ i.e. le champ rayonné par les



**FIGURE 4.9** – Zoom de la diaphonie  $|S_{41}|^2$  : la courbe expérimentale est représentée en bleu et la courbe numérique en rouge a été ajustée (voir texte), les fréquences marquées sont  $\nu_0=4,516$  GHz,  $\nu_{max}=4,650$  GHz et  $\nu_{min}=4,721$  GHz.

$f_n/\text{GHz}$	2,741	3,026	3,449	3,837	3,965	4,053	4,388	4,541	4,620	4,630	4,680	4,799	4,819
Mode	TM	TM	TM	TE	TM	TE	TE	TM	TE	TM	TE	TM	TE
$n_x, n_y, n_z$	110	210	310	101	410	201	301	510	011	111	111	211	401
	4,859	5,069	5,142	5,157	5,313	5,322	5,423	5,464	5,514	5,706	5,798	5,848	5,879
	TE	TM	TE	TM	TM	TE	TM	TM	TE	TM	TM	TM	TE
	211	311	311	610	120	501	411	220	411	320	710	511	601

**Tableau 4.4** – Les fréquences propres (en GHz) de la cavité rectangulaire sans perte, incluant le substrat du PCB mais sans les deux lignes. Les modes ont été calculés à l'aide de COMSOL et la structure de mode général est indiquée par  $TM$  et  $TE$ . Le nombre de modes dans les directions  $x$ ,  $y$ , et  $z$  sont donnés par le triplets  $m, n, p$ .

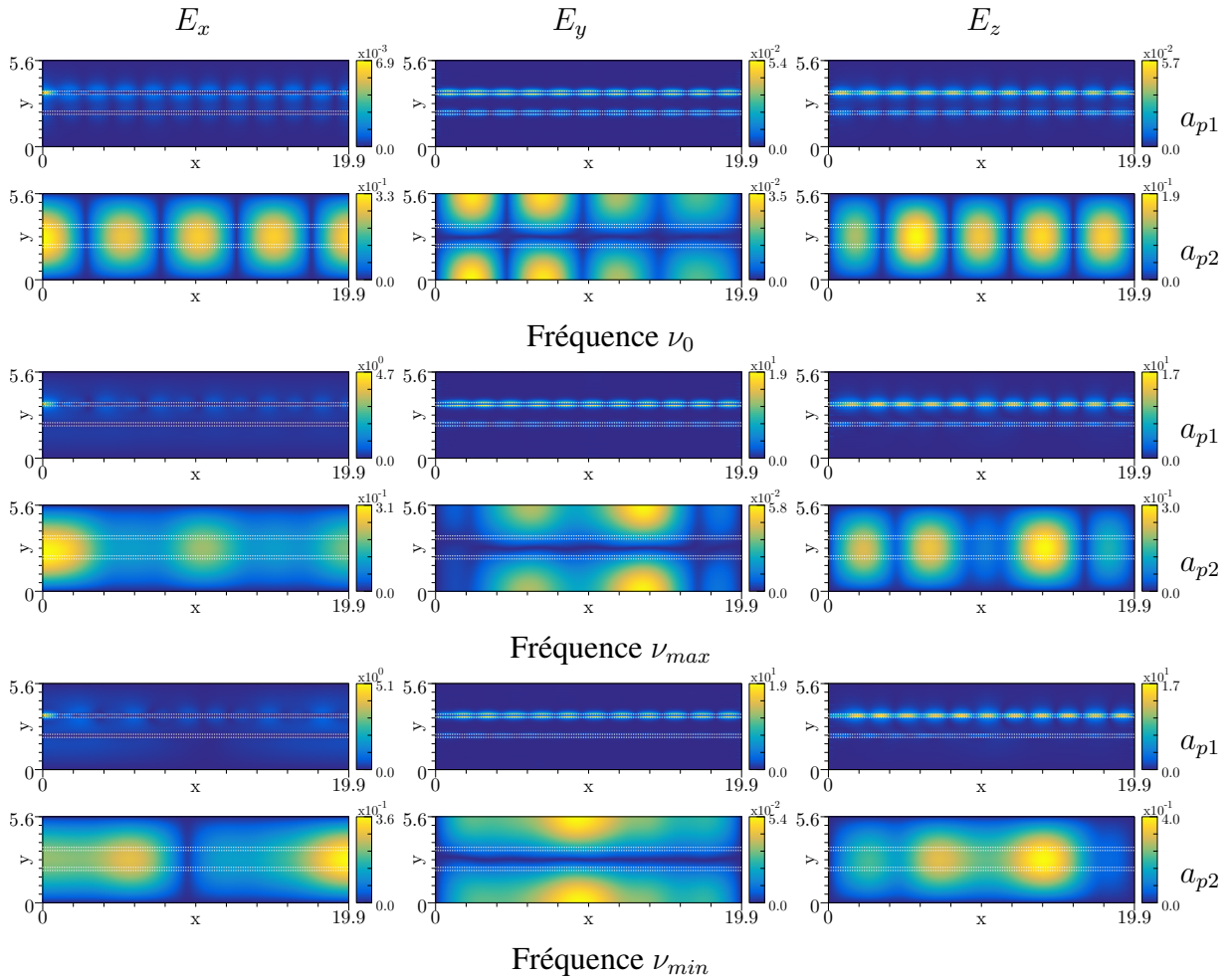
deux lignes directement au-dessus du PCB ( $a_{p1}=0,2$  mm au-dessus) tandis que les lignes paires montrent bien le champ au-dessus du PCB à une hauteur de 32 mm. Les deux premières lignes correspondent à la fréquence  $\nu_0$ , les deux suivantes pour  $\nu_{max}$  et les deux dernières pour  $\nu_{min}$ . Dans les lignes impaires, le champ évanescence des courants sur les lignes est toujours visible et le champ dû à la résonance de la cavité est souvent supprimé. Pour les rangs pairs, c'est l'inverse.

Pour voir le couplage induit par les résonances de l'environnement réverbérant, nous avons calculé les modes propres de la cavité sans pertes (en négligeant les pertes ohmiques aux parois et la tangente de perte du PCB) correspondant au problème ajusté, en prenant en compte la permittivité électrique  $\epsilon_r$  du PCB à l'aide du logiciel de simulation numérique COMSOL.

Dans le tableau 4.4 nous avons les modes de résonances de la cavité dans le cas où la boîte est fermée avec  $h_2 = 4$  cm, tel que le triplet d'entiers  $(mnp)$  est différent de zéro, où  $m, n$  et  $p$  sont des entiers vérifiant l'équation (2.12). Comme dans notre cas les dimensions de la cavité sont toutes différentes, on ne peut avoir des dégénérescences que lorsque  $mnp \neq 0$ . Dans cette condition, nous identifions les modes dégénérés par leurs trois indices qui sont tous différents de zéro.

Sur un cas aussi simple, nous avons évoqué la sensibilité à certains paramètres géométriques

## 4.2. Ligne de transmission à l'intérieur d'une cavité à résonances isolées

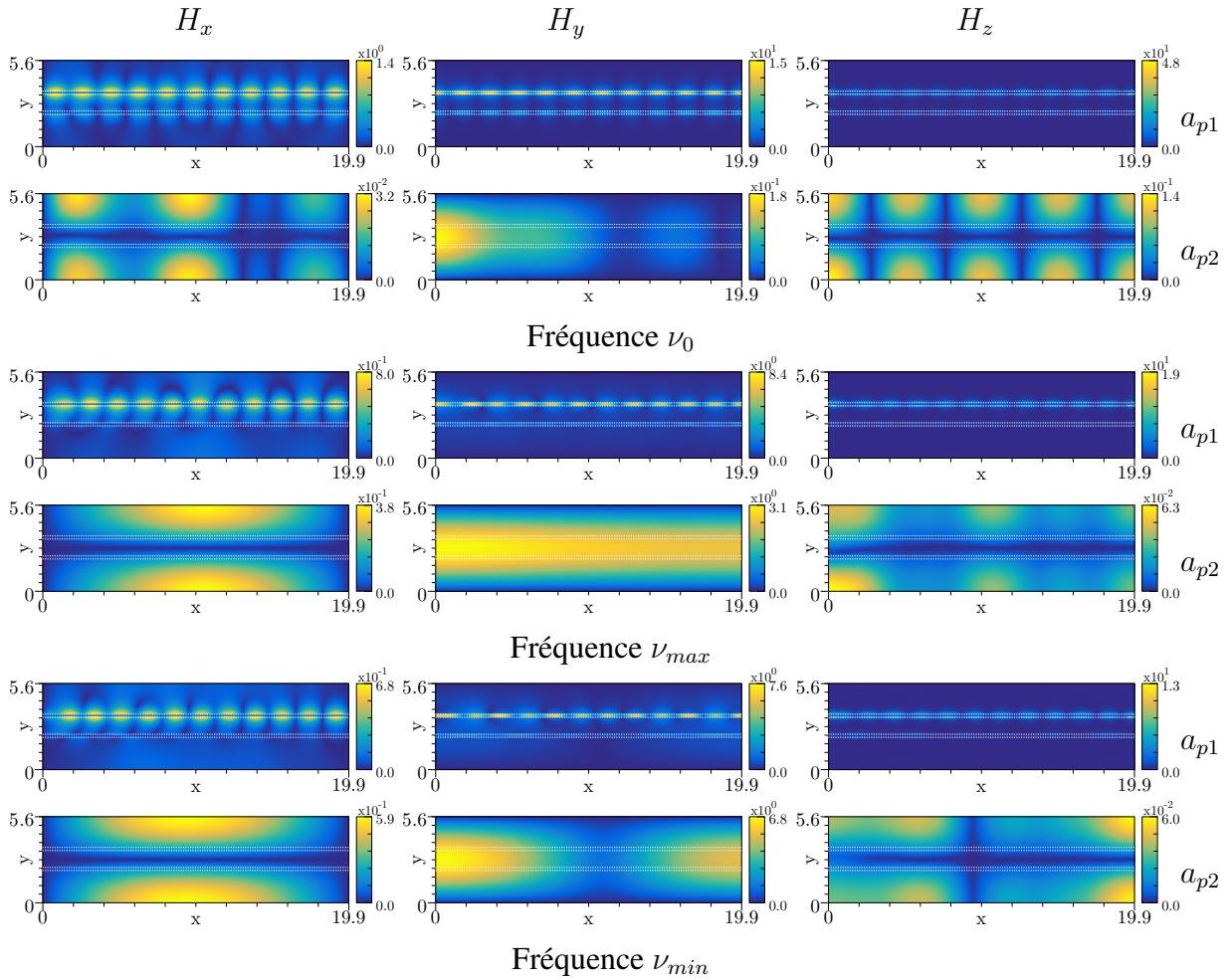


**FIGURE 4.10** – Composantes du champ électrique :  $E_x$  (colonne de gauche),  $E_y$  (colonne centrale) et  $E_z$  (colonne de droite) pour différentes fréquences à  $\nu_0$ ,  $\nu_{max}$ , et  $\nu_{min}$  (voir figure 4.9) pour deux plans  $Oxy$  en hauteur de  $a_{p1}=0,2$  mm et  $a_{p2}=32,0$  mm au-dessus des deux lignes de transmission. Notez que le premier plan est très proche des lignes de transmission, tandis que le second est plus proche de la plaque supérieure. Pour chaque paire de lignes, les champs vectoriels sont normalisés par la valeur moyenne de leurs normes moyennées sur le volume.

en montrant expérimentalement que des environnements partiellement réverbérants peuvent augmenter ou diminuer la diaphonie entre les lignes de plusieurs dB. Cela se produit lorsque plusieurs modes de la cavité peuvent être excités même si les lignes sont placées près du plan de masse de PCB. De plus, la modification des courants qui en résulte n'est pas négligeable. L'environnement doit donc être pris en compte pour les conceptions appropriées du PCB afin de garantir leur fonctionnalité.

Imaginons maintenant un cas beaucoup plus difficile autour de ces lignes, dans un environnement complexe, il est inutile de faire une analyse déterministe (impossible de faire des comparaisons courbe à courbe). Pour ce genre de systèmes il est nécessaire de prendre en compte deux comportements différents, à savoir l'existence d'un comportement prédictible des lignes et un autre de couplage avec l'environnement EM qui lui n'est plus prédictible. Ce qui rend l'application des méthodes numériques complexe à mettre en œuvre. Nous allons aborder cette question dans la section suivante de façon statistique. Nous considérons un environnement complexe du point de vue statistique est contrôlable. Dans ce but les prédictions de la TMA et leur intégration





**FIGURE 4.11** – Composantes de champ magnétique  $H_x$  (colonne de gauche),  $H_y$  (colonne centrale), et  $H_z$  (colonne de droite) pour différentes fréquences à  $\nu_0$ ,  $\nu_{max}$ , et  $\nu_{min}$  comme le cas précédent de la figure 4.10.

dans le cadre électromagnétique à l'aide des CRC sont utiles.

### 4.3 Conclusion

Dans ce chapitre on s'est intéressé à l'étude expérimentale d'un milieu peu réverbérant, nous avons mis en place des mesures dans une boîte rectangulaire, pour attirer l'attention sur les effets de l'environnement peu réverbérant sur la diaphonie entre deux lignes de transmissions imprimées sur un PCB.

## Études expérimentales en chambres réverbérantes complexes

Ce chapitre est une synthèse des différents travaux expérimentaux réalisés dans la CRC. À l'issue des résultats tirés de l'étude du comportement des deux lignes de transmission à l'intérieur de la cavité peu réverbérante, nous allons aborder l'aspect de la conception de notre CRC dans laquelle nous avons effectué nos expériences. Elle est considérée comme un milieu complexe, l'objectif est d'effectuer une étude statistique. La réalisation de la CRC paraît simple pourtant en régime des fréquences micro-ondes la nature des expériences à réaliser complique sa mise en œuvre. Après des discussions et échanges au sein de notre équipe, nous sommes arrivés à une CRC fonctionnelle. En premier lieu, nous rappelons comment les dimensions ont été choisies et les caractéristiques des éléments constitutifs de la CRC.

Dans un deuxième temps, nous présentons plus en détail les paramètres de la CRC. À l'aide des mesures dans différentes gammes de fréquences et différentes configurations de la CRC, nous en déduisons le facteur de qualité moyen  $Q$ , le temps de décroissance  $\tau$ , le recouvrement modal  $d$  de la CRC ainsi que les valeurs de couplages d'antennes pour des prédictions de la TMA. Ensuite nous allons vérifier dans les CRC EM une prédiction de la relation entre l'espacement fréquentiel moyen des maxima de spectre de transmission et le temps de décroissance, prédite par Schröder et Kuttruff dans les salles acoustiques.

L'évaluation de l'efficacité du brassage de modes est généralement déterminée par la capacité de générer un nombre maximum d'échantillons, donnant lieu à des mesures non corrélées, sur une rotation complète de brasseur. D'où les objectifs de la troisième partie, qui seront premièrement l'extraction expérimentale du nombre d'échantillons non corrélés dans la CRC. De plus, nous allons proposer une nouvelle méthode d'estimation du NIS dans une CRC. Ensuite nous proposons une estimation par interpolation d'une autre détermination de NIS basée sur le modèle théorique de Hallbjörner [Hallbjörner, 2002]. Finalement, nous détaillerons une nouvelle méthode alternative pour la détermination de NIS utilisant les vitesses des maxima locaux.



### 5.1 Configuration et description de la chambre réverbérante chaotique

Avant d'arriver à la partie de l'étude statistique dans une CRC et l'utilisation des concepts de la TMA appliquée aux environnements complexes, nous nous intéressons dans cette section à introduire les points clefs de la conception et de la configuration de la CR. Lors des sections précédentes (2.2.9), nous avons vu les paramètres consistant à analyser les performances d'une CR quelconque. Un autre problème consiste à définir des spécifications pour la conception de la CR. En raison de la complexité des statistiques du champ EM, la conception d'une CR reste une tâche difficile, il n'existe pas de solution établie. Tout comme la conception d'une chambre anéchoïque, des directives ont été fournies pour garantir une marge de sécurité, la plupart des directives de la conception de la CR ont un aspect expérimental, certaines de ces recommandations sont dépendantes par exemple si un volume de travail plus grand est nécessaire, il faut également agrandir les dimensions de la CR et du brasseur. Nous discuterons dans ce qui suit les points essentiels de la conception de notre CR.

#### 5.1.1 La forme de la CRC

Généralement les CR sont constituées d'enceintes d'une forme rectangulaire. Ce choix n'est pas forcément le seul et le meilleur choix. Dans l'équation (2.12), lorsque aucun des trois nombres,  $m, n$  et  $p$  n'est nul, les modes  $TE_{mnp}$  et  $TM_{mnp}$  (structures des champs différentes) ont la même fréquence de résonance, ceci constitue un point clef à prendre en compte, lors de la conception des CR. Dans une cavité cylindrique, il existe des modes dégénérés en raison de la symétrie radiale. Dans une cavité sphérique il y a plus de modes dégénérés (symétrie parfaite); c'est l'une des raisons pour lesquelles les cavités sphériques n'ont pas été utilisées pour les CR, où il est souhaitable d'avoir des modes de résonance bien espacés.

Dans une CRC on s'attend à ce qu'il y ait moins de modes dégénérés et que chaque mode ait une fréquence de résonance différente. Il convient de rappeler que le nombre de modes est déterminé par le volume et la fréquence (formule de Weyl (2.23)). Les paramètres de la dimension (longueur, largeur et hauteur) jouent un rôle important, car ils déterminent la fréquence du premier mode propre de la CR et par conséquent la LUF. À cela s'ajoute d'autres critères pour la conception. La CR doit être d'une haute efficacité de blindages, afin de rendre la chambre étanche électromagnétiquement pour éviter les fuites. Afin de limiter les surfaces en regard parallèle, dans le cas où la CR est parallélépipédique, on rajoute des hémisphères (figure 5.1). D'autre part pour avoir un champ EM élevé et augmenter le facteur de qualité, en gardant les mêmes dimensions de la CR, la surface interne doit être d'une très haute conductivité; généralement le conducteur le plus utilisé est l'acier, aluminium (cuivre et or peuvent être choisis), car ils ont une très grande conductivité et sont non magnétiques.

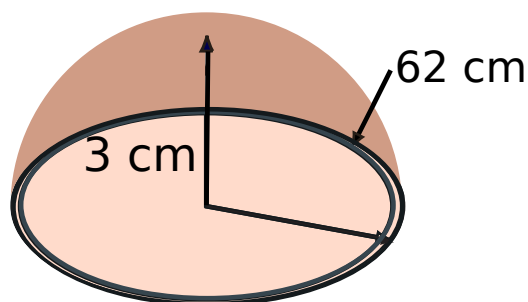


FIGURE 5.1 – Vue 3D et dimension d'une calotte, utilisée dans notre CRC.

### 5.1.2 Conception du Brasseur

Comme nous l'avons vu, la CR se compose d'un ou plusieurs brasseurs, placés dans celle-ci pour varier les conditions aux limites. La conception du brasseur a une très grande importance, car il a un effet essentiel sur les propriétés de la chambre (modifie la répartition du champ). Un grand brasseur donne certes de meilleures performances (bonne uniformité du champ et faible LUF), mais occupe un grand espace et réduit le volume de travail.

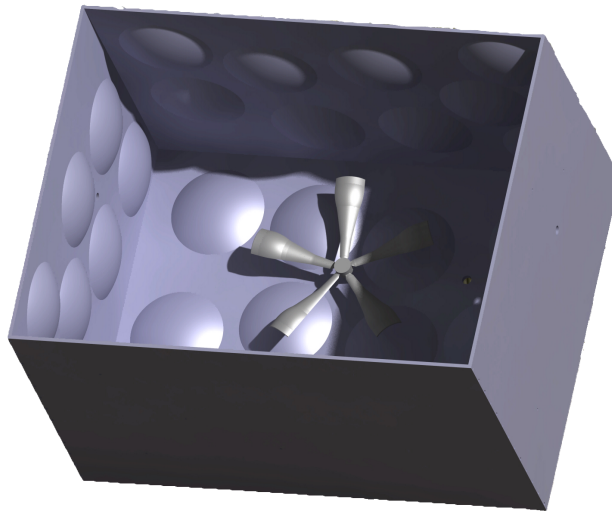
La chambre étant comme une cavité surmode [Wellander *et al.*, 2007], il est difficile de prédire l'effet de la forme et de la taille d'un brasseur sur la CR. Il n'existe aucune formule analytique permettant de déterminer les dimensions idéales d'un brasseur [Goldsmith et Johnson, 1998]. Bien que des recherches aient été menées pour tenter de déduire un critère expérimental de sa taille par rapport à celui de la CR [Huang *et al.*, 2006 ; Wellander *et al.*, 2007], très peu de travaux ont été menés pour trouver un critère définissant sa forme.

Il existe donc un compromis pour optimiser la taille du brasseur, dans le but qu'il soit plus efficace dans une CR. Certaines conclusions expérimentales, pour une meilleure efficacité de la CR à respecter lors de la phase de la conception, ont été données dans les Normes CEI [IEC standard, 2003 ; IEC standard, 2011] (tels que l'anisotropie du champ, l'inhomogénéité et l'uniformité du champ). Expérimentalement le brasseur devrait être aussi grand que possible, et il a été suggéré dans la norme [IEC standard, 2011] que :

- Le brasseur a une dimension minimum égale au quart de la longueur d'onde au LUF, i.e.  $L_{bras} > \frac{1}{4}\lambda_{LUF}$ .
- Le brasseur doit avoir une dimension au moins, égale aux trois quarts de la plus petite dimension de la chambre i.e.  $L_{bras} > \frac{3}{4}\min_{a,b,c}$ .
- Le brasseur doit avoir une forme asymétrique pour éviter un motif de champ répétitif dans la chambre réverbérante, et pour exciter beaucoup de modes pendant un tour complet.
- Le brasseur doit être suffisamment résistant pour éviter les vibrations.

On note également qu'il faut éviter les matériaux induisant des pertes (plastique, bois, ...) dans la CR, l'énergie est absorbée et ne contribue pas à la génération du champ. Les supports de fixation des antennes, sonde et EST, doivent être en métal ou en polystyrène, pour ne pas influencer les mesures en rajoutant des pertes. Ces pertes réduisent le facteur de qualité relié à son tour au recouvrement modal, ce dernier permettant de qualifier la CR comme étant en régime de *surmode* dans lequel on a un bon fonctionnement de la CR.

La figure 5.2 montre une vue 3D de la CRC que nous proposons, elle est modélisée grâce au logiciel de conception OpenSCAD [Kintel et Wolf, 2014]. Des modifications géométriques



**FIGURE 5.2** – Vue 3D de notre cavité chaotique, avec le brasseur utilisé à l'intérieur.

sur les murs ont été faites, pour rendre la CR chaotique (géométrie non régulière), en fixant des calottes sphériques. On les décale sur les 6 faces intérieures de la CRC, les unes par rapport aux autres pour éviter les symétries. Afin de faciliter les opérations durant les mesures, la face supérieure de la cavité est amovible, il permet en la maintenant sur la cavité, d'avoir un système fermé. On peut mettre des petites pièces avec différentes épaisseurs, sur les 4 coins de la cavité pour introduire des pertes et rendre le système ouvert. La CRC est équipée d'un brasseur mécanique pas à pas, avec une possibilité de placer plusieurs brasseurs.

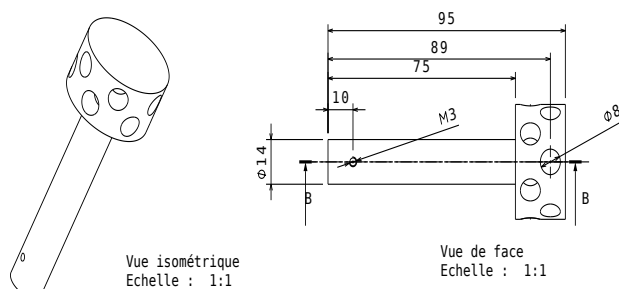
La forme de brasseur a été choisie de sorte que le champ soit bien brassé. Le brasseur constitué d'un support rotatif (voir figure 5.3(a)), sur lequel on fixe des ailettes couvertes papier aluminium, chacune d'entre elles a un angle de rotation différent par rapport aux autres (voir figure 5.3(b)).

## 5.2 Statistiques de réflexion et de transmission en régime de fort recouvrement modal dans une chambre réverbérante chaotique

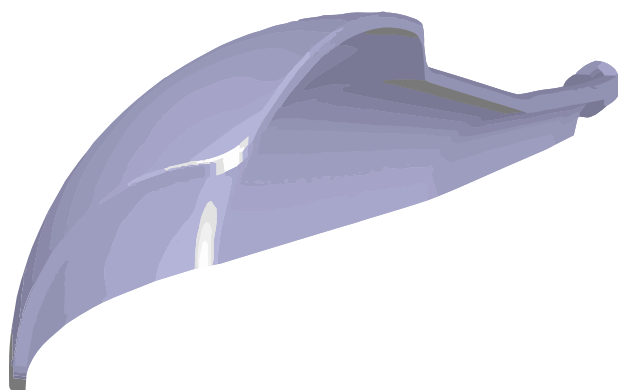
Nous rappelons que le fonctionnement idéal de la chambre réverbérante suppose que le champ à l'intérieur de la cavité est isotrope et les composantes du champ suivent une distribution gaussienne bivariée. Dans la communauté électromagnétique, cela correspond aux hypothèses du modèle de Hill (champ statistiquement homogène et isotrope dans le volume de l'enceinte) [Hill, 1998b]. En physique nucléaire, ce régime correspond au régime d'Ericsson [Ericson, 2000], en physique mésoscopique à des fluctuations de conductance universelles [Lee et Stone, 1985] et au régime de Schroeder en acoustique des salles [Schroeder, 1962].

Dans cette partie, le but est de présenter les résultats d'études expérimentales à l'intérieur d'une CRC dans un régime de fort recouvrement modal, en variant l'ouverture et la force de couplage des deux antennes. Nous allons vérifier aussi la relation entre l'espacement fréquentiel moyen des maxima de transmission et le temps de décroissance, prédite par Schroeder et Kuttruff dans les salles acoustiques.

## 5.2. Statistiques en régime de fort recouvrement modal



(a)



(b)

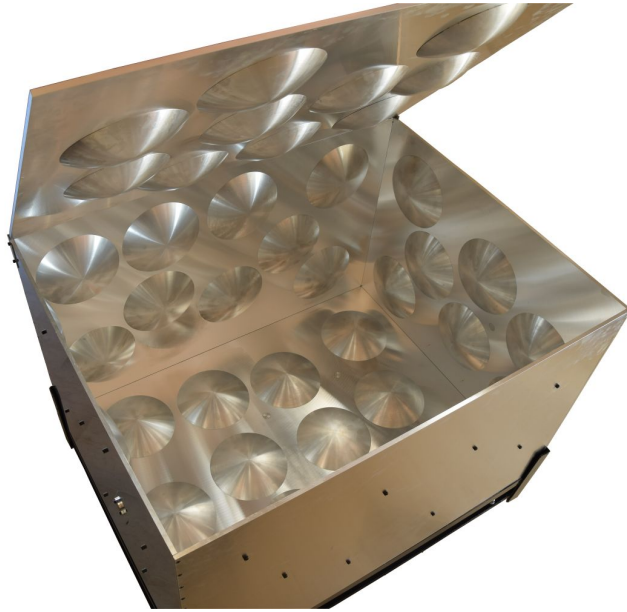
**FIGURE 5.3** – (a) Vue isométrique et de face de la dimension de l'axe de brasseur  
(b) Vue 3D d'une ailette de brasseur.

### 5.2.1 Description des dispositifs de mesure et la matrice $S$

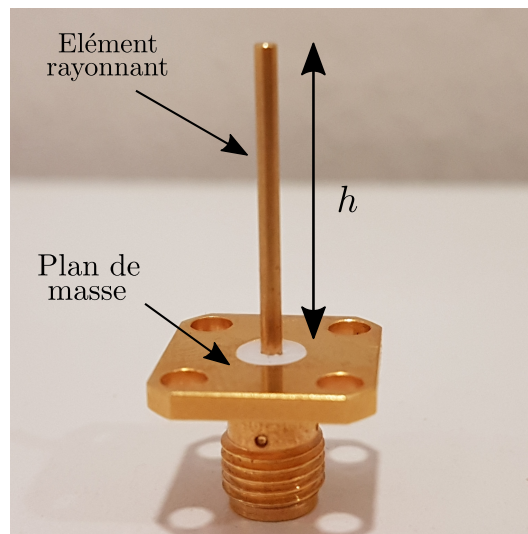
Comme nous l'avons déjà mentionné, la matrice de diffusion  $S$  décrit la relation entre les ondes entrantes et les ondes sortantes (ici guidées par les câbles micro-ondes injectées par deux antennes monopoles). Dans le cas d'un système suffisamment complexe, une approche statistique est plus raisonnable qu'une approche déterministe. Ainsi, au lieu de décrire les détails du système, seules ses caractéristiques principales sont prises en considération.

Les résultats présentés obtenus dans notre CRC, comme elle est représentée dans la figure 5.4. La chambre réverbérante en aluminium de dimensions, longueur  $L=100$  cm, largeur  $W=77$  cm et la hauteur  $H=62$  cm. Compte tenu de ces dimensions, le premier mode de résonance de la cavité vide sans le brasseur, est le mode  $TE_{110}$ , sa fréquence de coupure est estimée autour de  $f_c = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{L}\right)^2 + \left(\frac{1}{W}\right)^2} = 245$  MHz, le volume est d'environ  $0,451$  m<sup>3</sup>, donc la LUF selon la première définition (voir 2.2.7) dans le cas de la cavité vide se situe à environ LUF=1,23 GHz ( $5 * f_c$ ). La cavité est rendue chaotique par la fixation de 54 calottes sphériques métalliques (de hauteur 3 cm et diamètre 20 cm) sur les murs, le sol et le plafond. Dans ce dernier cas la valeur de la LUF selon la deuxième définition (voir 2.2.7) est environ LUF=0,753 GHz. On remarque que la valeur de la LUF dans le cas de la cavité chaotique est inférieure à celle obtenue pour une cavité sans calotte. Ceci permet de conclure que l'uniformité du champ sera atteinte plus rapidement dans le cas chaotique.

Deux antennes identiques sont utilisées dans nos mesures pour injecter de l'énergie à l'intérieur de la CRC, le type de l'antenne est montrée sur la figure 5.5. Une antenne monopole en



**FIGURE 5.4** – Photo de la chambre réverbérante chaotique avec une longueur de  $L=100$  cm, largeur  $W=77$  cm, et une hauteur  $H=62$  cm. Sur les murs, le sol et le plafond on fixe 54 calottes sphériques de rayon  $r=10$  cm, et hauteur  $h_c=3$  cm, le volume total à l'intérieur de la cavité est  $V=0.451$  m<sup>3</sup>. Les deux antennes monopoles de mesures ont été attachées aux parois latérales pénétrantes de 1 cm à l'intérieur de la CRC (elles ne sont pas représentées sur la photo).

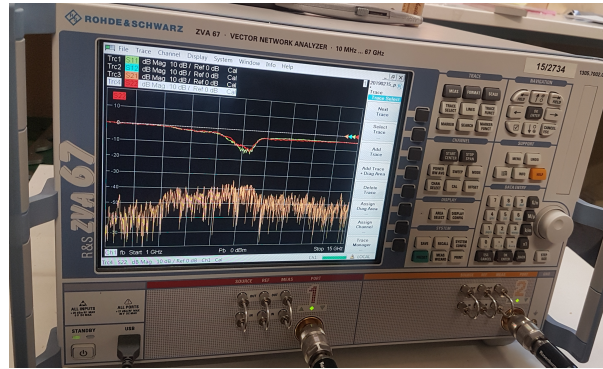


**FIGURE 5.5** – Photo de l'antenne monopole utilisée dans la mesure.

cuivre, elle est constituée d'un élément rayonnant (semi-rigide) de longueur de 18 mm, montée perpendiculairement sur un plan de masse sous forme d'un carré de côté 2 cm. L'élément rayonnant traverse le plan de masse et connecté à un connecteur SMA. L'avantage d'utiliser une antenne monopole, c'est qu'elle est simple à fabriquer avec un faible coût et facile à mettre sur les parois de la CRC.

Les mesures ont été effectuées en utilisant l'analyseur Rohde & Schwarz ZVA 67 par l'intermédiaire des paramètres  $S$ . Il peut effectuer des mesures sur la bande allant de 10 MHz à 67 GHz (figure 5.6). Nous avons choisi de travailler sur 3 gammes de fréquences ([3, 3,5], [7, 7,5] et [12,

## 5.2. Statistiques en régime de fort recouvrement modal



**FIGURE 5.6** – L’analyseur de réseaux vectoriel a 2 ports associé aux mesures dans la CRC.

12,5] GHz), avec 6 ouvertures variables de plafond de la CRC ( $h_0=0, 4, 10, 14, 24$  et  $30$  mm) pour introduire des pertes, chaque mesure contient 20001 points de fréquence, avec une puissance injectée fixe à 0 dBm. Dans ces gammes de fréquences, l’antenne monopole est considérée comme électriquement courte. Le choix de la fréquence basse 3 GHz vient de fait qu’on soit dans un régime au-dessus de la LUF (l’uniformité de champ bien assurée).

Notre CRC est décrite par un hamiltonien  $H$  qui correspond à un système invariant par renversement du temps et modélisée statistiquement par l’ensemble gaussien orthogonal (GOE) [Gros *et al.*, 2016]. La diffusion peut être décrite par  $M$  canaux, dans notre cas les deux antennes monopoles ( $M = 2$ ) et leur couplage  $\kappa$ . Le phénomène d’absorption est pris en compte en rajoutant une partie imaginaire à l’énergie. Comme nous l’avons rappelé au chapitre 3 les éléments de la matrice  $S$  sont donnés par l’équation (3.33). Les éléments complexes  $S_{ii}$  de la matrice  $S$  étant mesurés, le couplage  $\kappa$  peut être déterminé par (plus de détails voir section 5.2.2) :

$$T_i = 1 - |\langle S_{ii} \rangle|^2 = \frac{4\text{Re}(\kappa)}{|1 + \kappa|^2}. \quad (5.1)$$

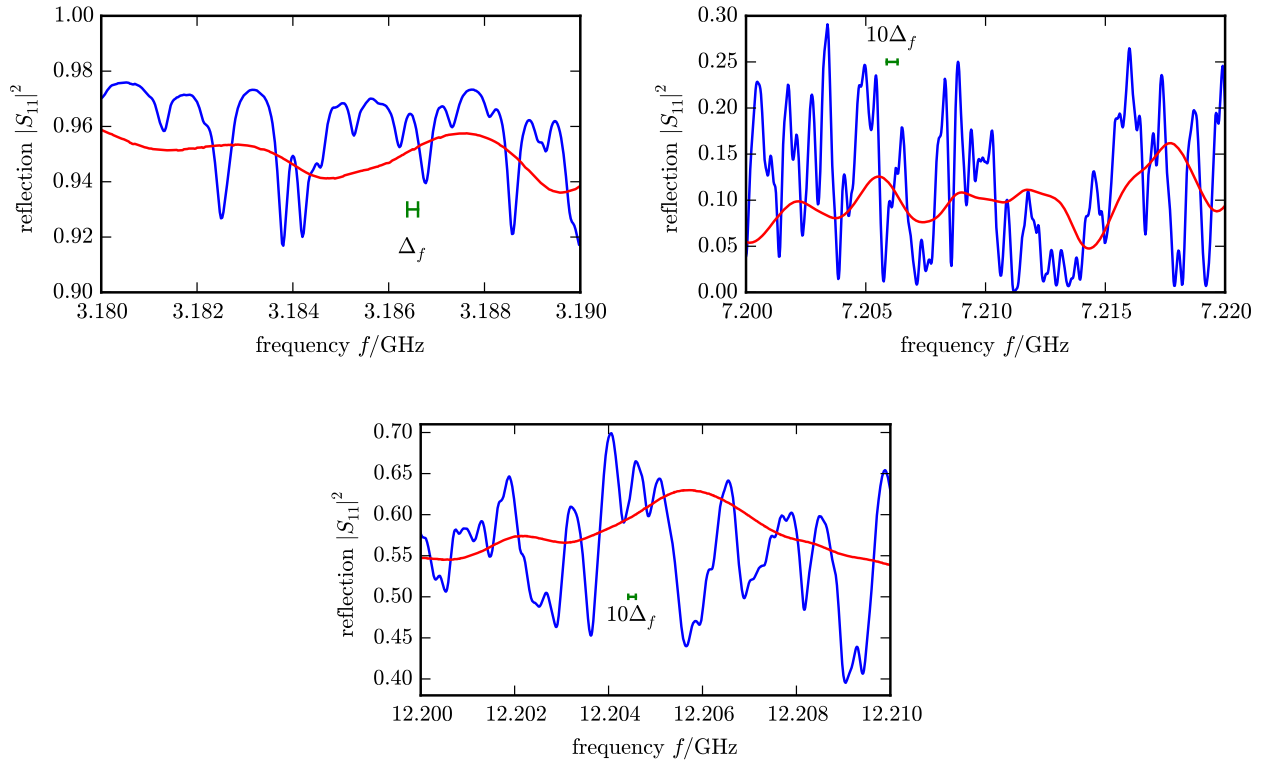
La partie imaginaire de l’énergie  $\langle \Gamma \rangle / 2$  peut être calculée en utilisant le temps de décroissance  $\tau = \langle \Gamma \rangle^{-1}$  (voir section 5.2.2), de la transformée de Fourier de l’intensité du signal de transmission :

$$I(t) = |FT(S_{21})|^2 = I_0 e^{-t/\tau}. \quad (5.2)$$

### 5.2.2 Distribution de la réflexion et la transmission

Les valeurs utilisées pour le calcul basé sur la TMA sont fixées par l’espacement fréquentiel moyen donné par l’équation (2.26) dans le chapitre (2), le facteur de qualité moyen déterminé à partir de l’équation (2.40) et le recouvrement modal moyen déduit en utilisant l’équation (2.41). À l’aide de la TMA, nous avons pu prédire les distributions de la réflexion  $R$  et de la transmission  $T$ , pour les trois différentes gammes de fréquence (3-3,5, 7-7,5, 12-12,25 GHz). Avant de discuter la distribution de la réflexion et de la transmission, nous s’intéressons aux spectres et aux paramètres extraits de ceux-ci. Les figures 5.7 et 5.8 montrent respectivement le spectre de la réflexion et de la transmission dans le cas de la cavité fermée,  $h_o = 0$  mm, illustré en courbe





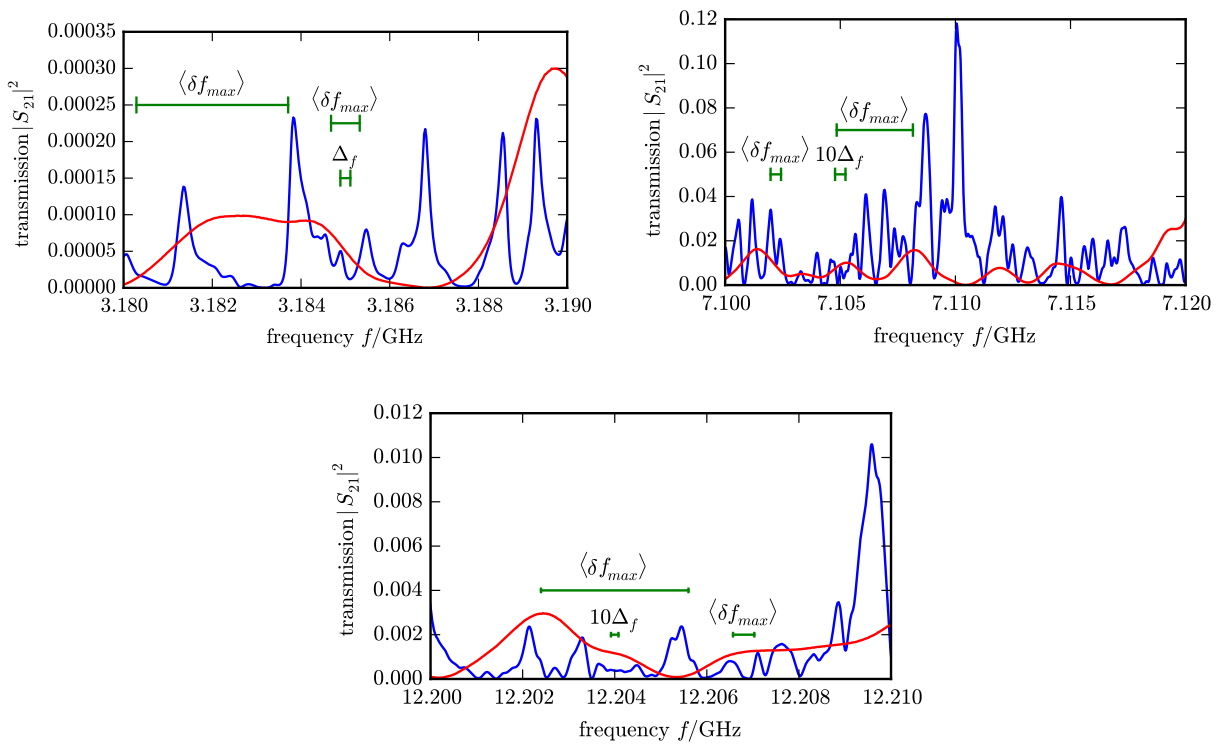
**FIGURE 5.7** – La réflexion mesurée  $R = |S_{11}|^2$  pour 3 gammes de fréquences différentes et 2 ouvertures différentes de la cavité ( $h_o=0$  mm et 24 mm). La réflexion de la cavité fermée est présentée en courbe bleu ( $h_o=0$  mm), alors que pour le cas de la cavité ouverte ( $h_o=24$  mm) est illustré en courbe rouge. L’espacement fréquentiel moyen correspondant  $\Delta_f$  est indiqué par la barre verticale.

bleu et le cas où le système est ouvert avec une hauteur de plafond de  $h_o = 24$  mm, présenté en courbe rouge. On indique sur les figures avec des barres horizontales, l’espacement fréquentiel moyen  $\Delta_f$  et pour la transmission une barre représentant l’espacement moyen entre les maxima  $\langle \delta f_{max} \rangle$ , voir section (5.2.3).

La difficulté de l’extraction des maxima du spectre de la transmission mesurée entre les deux antennes à l’intérieur de la CRC dépend du régime de recouvrement modal. Pour le cas d’un faible recouvrement modal, on a un spectre dont les résonances sont bien séparées, ce qui facilite la tâche de l’extraction des maxima. Alors que dans le domaine haute fréquence, les résonances se rapprochent les une des autres de plus en plus sur une bande de fréquence, c’est un domaine pour lequel on a une densité modale très élevée (fort recouvrement modal). L’extraction des maxima nécessite donc un traitement bien précis à haute fréquence.

Comme nous l’avons déjà mentionné au chapitre 3, la TMA offre une approche puissante pour décrire les fluctuations statistiques universelles dans les systèmes complexes. Dans ce but il est nécessaire d’extraire des paramètres expérimentaux (le temps de décroissance de signal par un fit de l’intensité, l’espacement fréquentiel moyen  $\Delta_f$ , facteur de qualité  $Q$  et les valeurs de couplage d’antennes) nécessaires pour le calcul des prédictions statistiques à partir de l’Hamiltonien effective. L’extraction de l’espacement moyen entre les maxima de transmission  $\langle \delta f_{max} \rangle$  est requise pour la vérification de la relation prédite dans les salles acoustiques par Schroeder et Kuttruff. Ces paramètres sont regroupés dans le tableau 5.1 pour les différentes gammes de

## 5.2. Statistiques en régime de fort recouvrement modal



**FIGURE 5.8** – La transmission mesurée  $T = |S_{21}|^2$  pour 3 gammes de fréquences différentes et 2 ouvertures différentes de la cavité ( $h_o=0$  mm et 24 mm). La transmission de la cavité fermée est présentée en courbe bleue ( $h_o=0$  mm), alors que pour le cas de la cavité ouverte ( $h_o=24$  mm) est illustré en courbe rouge. L’espacement fréquentiel moyen correspondant  $\Delta_f$  et l’espacement moyen entre maxima de transmission  $\langle \delta f_{max} \rangle$  sont indiqués par la barre verticale.

fréquences de mesures.

Dans la suite, nous allons détailler les méthodes utilisées pour l’extraction de certains paramètres, comme le temps de décroissance qui permet de déduire le facteur de qualité selon la définition rappelée dans le chapitre 2 (voir section 2.2.6) et le coefficient de couplage.

### Le temps de décroissance

Le temps de décroissance de la CRC qu’on note  $\tau$  est un paramètre important, il permet d’avoir plusieurs informations concernant le fonctionnement de la CRC [Zhang *et al.*, 2015], comme la quantification de la façon dont la CRC emmagasine son énergie (le taux de perte d’énergie), la surface effective totale d’absorption [Andersen *et al.*, 2007] ... La connaissance de cette constante de décroissance est très utile pour les tests de la puissance en CR dans le contexte de la CEM et les autres différentes applications de la CR.

La méthode la plus commune pour le calcul de  $\tau$  est généralement obtenue en effectuant une régression linéaire du Power Delay Profile (PDP) en échelle semi-logarithmique [Hill, 2009]. Le PDP représente la réponse temporelle de la CRC et décrit l’évolution de la puissance transmise à l’intérieur de la chambre. La pente de la droite ajustée donne le taux de perte de puissance dans la CRC, par conséquent la constante de temps de la chambre peut être extraite de cette pente. Le principal avantage de la détermination de la constante de temps de la chambre de cette manière réside dans le fait que la valeur de  $\tau$  n’est pas sensible à l’efficacité de rayonnement de l’antenne



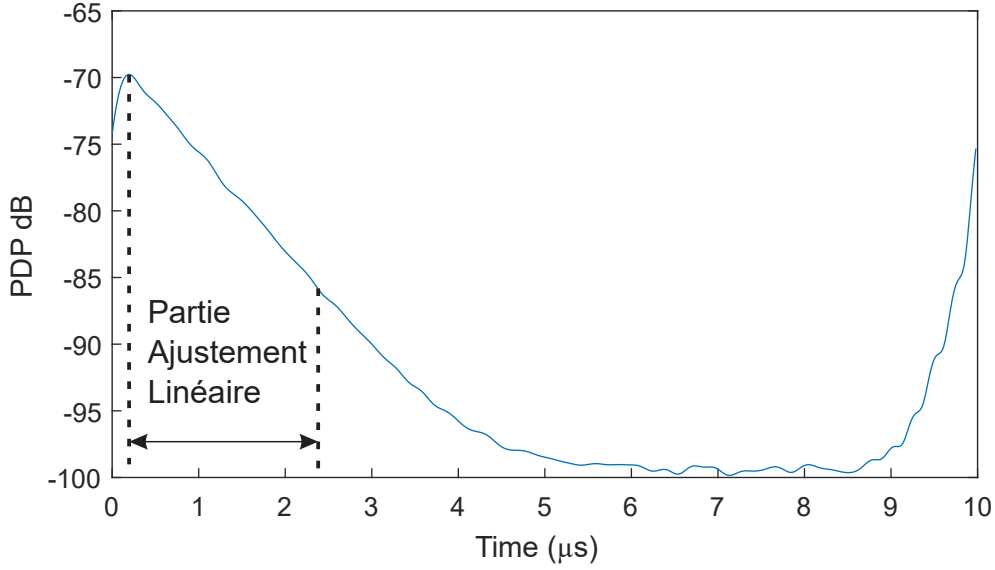


FIGURE 5.9 – Exemple de PDP.

[Holloway *et al.*, 2012b]. On obtient le PDP par calcul de la transformée de fourrier inverse du coefficient de transmission, mesuré entre deux antennes  $S_{21}$  dans le domaine fréquentiel à l'intérieur de la CRC [Ghassemzadeh *et al.*, 2004].

$$PDP = \langle |\text{IFFT}(S_{21})|^2 \rangle = \langle |h(t, n)|^2 \rangle, \quad (5.3)$$

avec  $h(t, n)$  est la réponse impulsionnelle de la CR pour le  $n^{\text{ème}}$  échantillon [Holloway *et al.*, 2012a]. Si on ne considère que la partie après réverbération (late-time) et donc un modèle exponentiel pour le comportement de la puissance en fonction de temps, la valeur de la constante de temps de la chambre peut être obtenue à partir de la pente de la partie linéaire du PDP par ajustement de courbe (voir figure 5.9), on peut approcher le PDP(t) par l'expression :

$$PDP(\text{dB}) = 10 \log_{10} (Ae^{-t/\tau}) = \left( -\frac{10 \log_{10} e}{\tau} \right) t - 10 \log_{10} A, \quad (5.4)$$

avec  $\tau$  la constante de temps de décroissance et  $A$  est une constante positive, ce qui donne la puissance du signal.  $\tau$  et  $A$  peuvent être déterminées à partir de l'ajustement de la courbe linéaire au PDP sur une échelle en décibels. À partir de l'équation (5.4),  $\tau$  est inversement proportionnel à la pente du  $PDP(t)$  (tracé en échelle semi-logarithmique). En calculant la pente, le  $\tau$  peut être exprimé comme suit :

$$\tau = -\frac{10}{\ln(10) p}. \quad (5.5)$$

Avec  $p$  la pente du  $PDP(t)$  (en échelle semi-logarithmique). Le temps de décroissance est relié directement au facteur de qualité par l'équation (2.40). La technique utilisée pour l'extraction expérimentale de  $\tau$  sera détaillée plus loin dans ce rapport.

## 5.2. Statistiques en régime de fort recouvrement modal

$\frac{f}{\text{GHz}}$	$\frac{\Delta f}{\text{kHz}}$	$\frac{h_o}{\text{mm}}$	$\frac{\tau}{\text{ns}}$	$\frac{Q}{10^3}$	$d$	$T_a$	$T_b$	$\frac{\delta f_{\max}}{\text{kHz}}$
3.0 - 3.5	225	0	663	13.5	1.1	0.047	0.045	646
		4	467	9.5	1.5	0.047	0.046	816
		10	176	3.6	4.0	0.047	0.045	1936
		14	135	2.8	5.2	0.047	0.045	2397
		24	84	1.7	8.4	0.047	0.046	3420
		30	84	1.7	8.4	0.047	0.046	3997
7.0 - 7.5	45	0	628	28.6	5.6	0.883	0.864	453
		4	396	18.1	8.9	0.883	0.863	725
		10	152	6.9	23.2	0.882	0.864	1922
		14	136	6.2	25.8	0.882	0.863	2163
		24	89	4.1	39.4	0.883	0.864	3310
		30	66	3.0	53.3	0.882	0.866	4593
7.5 - 8.0	40	0	640	31.2	6.3	0.730	0.708	481
		4	394	19.2	10.2	0.731	0.709	743
		10	159	7.7	25.3	0.733	0.707	1927
		14	139	6.8	28.8	0.734	0.707	2042
		24	79	3.9	50.6	0.730	0.709	3596
		30	68	3.3	59.6	0.732	0.706	4297
12.0 - 12.25	16	0	663	50.5	14.8	0.434	0.448	462
		4	294	22.4	33.5	0.430	0.449	998
		10	188	14.4	52.3	0.433	0.447	1572
		14	148	11.3	66.4	0.431	0.447	1967
		24	90	6.9	109.0	0.432	0.446	3203
		30	65	5.0	150.4	0.427	0.449	4199

**Tableau 5.1** – Informations utiles sur les différentes mesures effectuées dans la CRC. Tableau des valeurs de l’espacement fréquentiel moyen, le temps de décroissance de signal  $\tau$ , le facteur de qualité  $Q$ , le recouvrement modal  $d$ , les couplages des antennes  $T_a$  et  $T_b$  et l’espacement moyen entre les maximums de transmission  $\langle \delta f_{\max} \rangle$ .

### Coefficient de couplage

Le couplage entre les canaux de diffusion et notre système (la cavité) est accessible par mesure du coefficient  $T_a = 1 - |\langle S_{aa} \rangle|^2$ , l’indice  $a$  utilisé pour définir le canal. La force de couplage d’antenne  $\kappa$  quant à elle détermine le coefficient de transmission moyenne  $\langle T_a \rangle$  du canal  $a$  par [Fyodorov et Sommers, 1997] :

$$\langle T_a \rangle = \frac{4\kappa_a}{(1 + \kappa_a)^2} \quad T_a \in [0, 1] , \quad (5.6)$$

les deux cas extrêmes  $T_a \ll 1$  et  $T_a = 1$  correspondent respectivement à un canal presque fermé et un canal parfaitement ouvert. Une fois que les éléments de  $S_{aa}$  sont mesurés la force de couplage peut être déduite de la relation suivante :

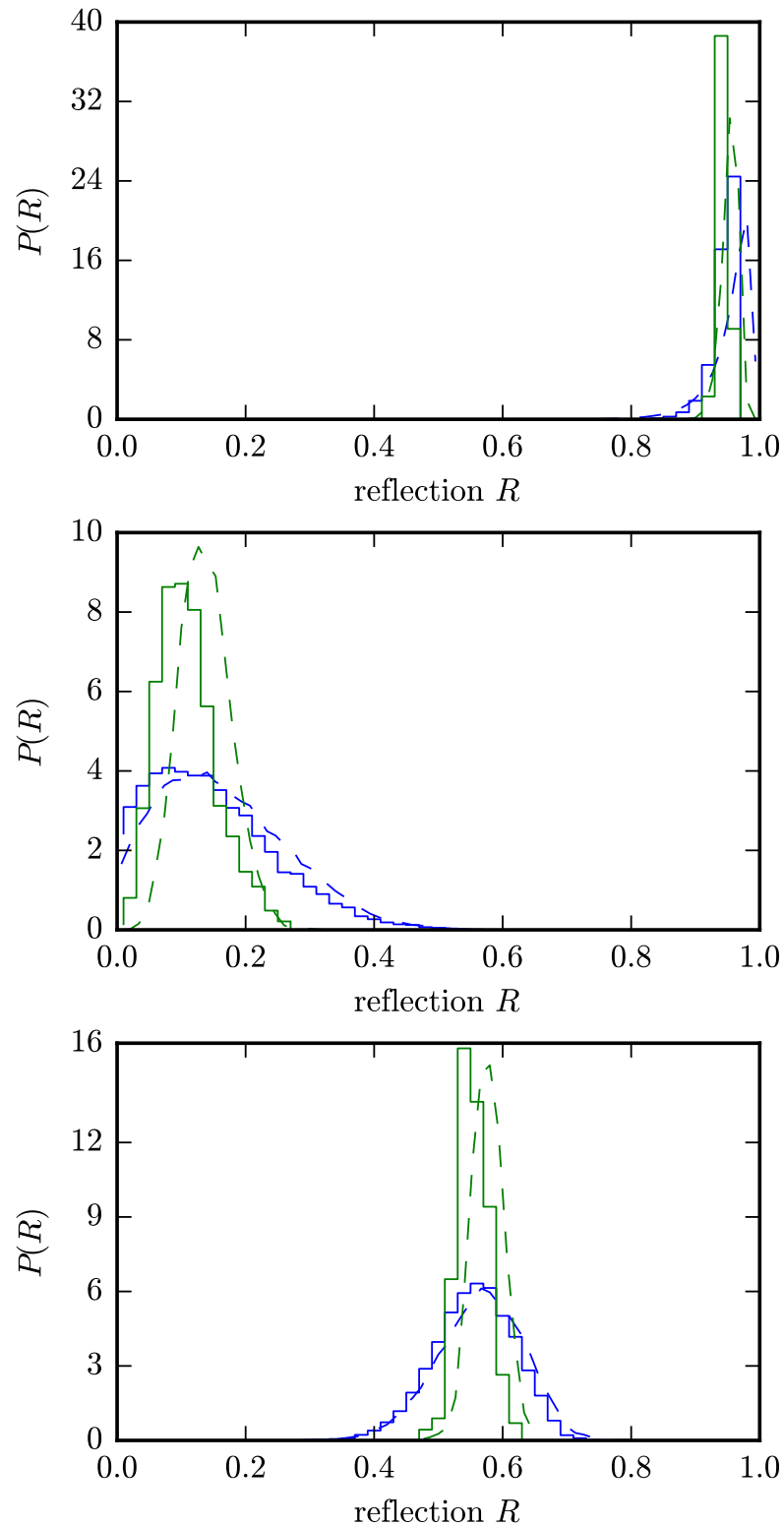
$$\kappa_a = \frac{2 - T_a \pm 2\sqrt{1 - T_a}}{T_a} , \quad (5.7)$$

$\kappa_a \ll 1$  correspond au régime d’un couplage faible.

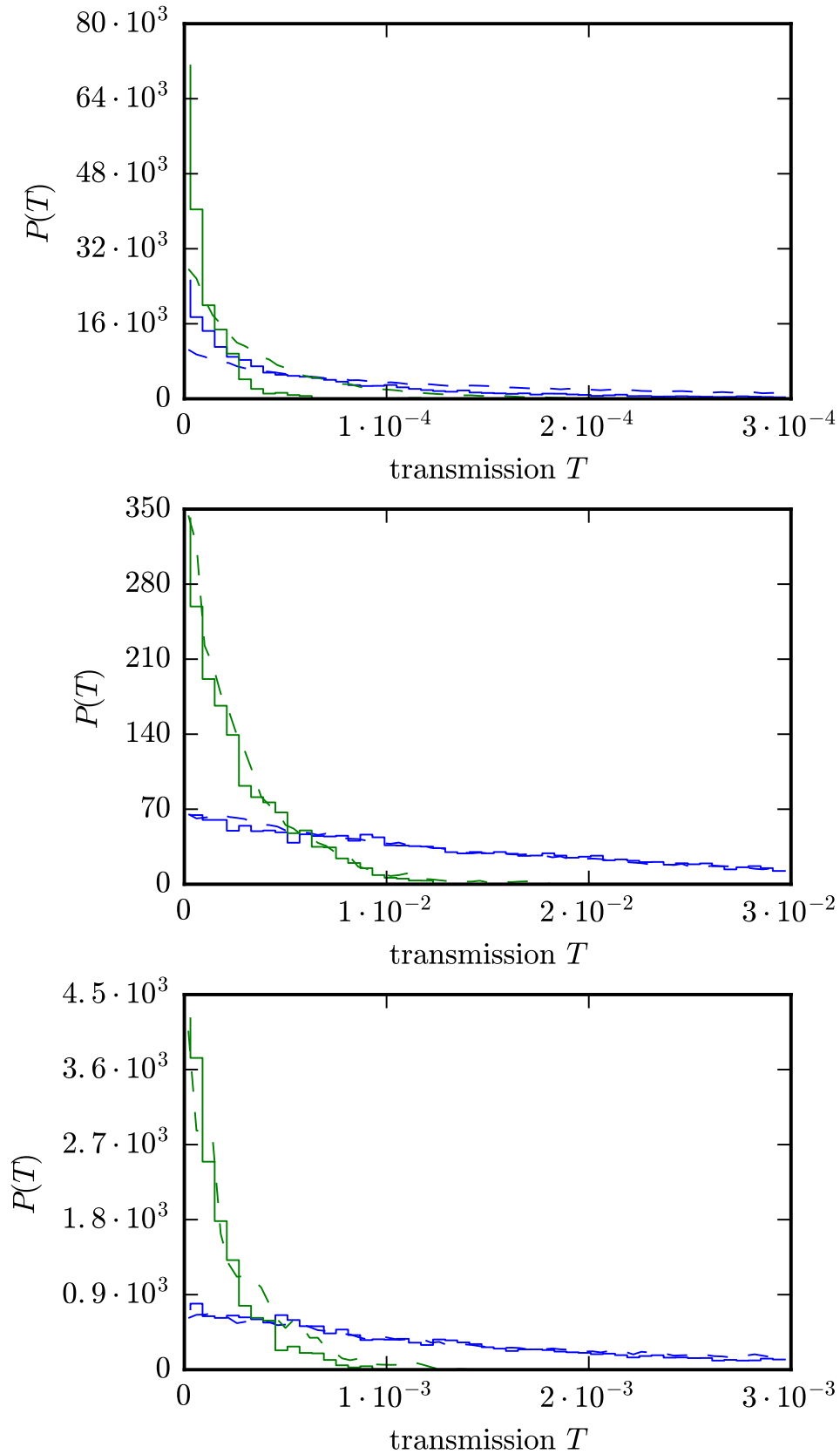
## Chapitre 5. Études expérimentales en chambres réverbérantes complexes

---

Nous proposons sur la figure 5.10 et 5.11 de comparer les résultats de la distribution expérimentale et numérique, de la réflexion et la transmission. Les deux distributions sont représentées sous forme d'histogramme, pour les 3 gammes de fréquences, pour deux ouvertures différentes,  $h_0 = 0$  mm tracé en vert et  $h_0 = 24$  mm tracé en bleu. Les histogrammes en pointillés correspondent aux distributions obtenues par simulation numérique, à partir de la TMA appliquée au formalisme de l'hamiltonien effectif (3.34). La simulation TMA construite à partir des matrices aléatoires de type GOE, d'une taille  $N \times N = 2000 \times 2000$ , on calcule pour un nombre de réalisations  $N_r = 256$ , une fois un intervalle fréquentiel choisi, en prenant en compte les valeurs des couplages et la valeur d'absorption mesurées et un nombre de canaux  $M = 2$ . On arrive à obtenir  $S$  à partir de l'équation (3.33). On constate que les résultats numériques obtenus grâce à la prédiction TMA sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Nous notons que pour la distribution de la réflexion on a un décalage systématique à gauche par rapport à l'histogramme expérimental. Le résultat présenté dans cette section a montré clairement que la prédiction de la TMA appliquée à l'hamiltonien effectif, permet de décrire et vérifier parfaitement le comportement de la distribution de transmission et réflexion, dans une CRC qu'elle soit ouverte ou fermée.



**FIGURE 5.10** – Distribution de la réflexion  $R$  pour les trois différentes gammes de fréquences (en haut : 3-3,5, au centre : 7-7,5, en bas : 12-12,25 GHz) et pour deux ouvertures différentes  $h_o=0$  mm (en vert) et  $h_o=24$  mm (en bleu). L’histogramme montre la distribution expérimentale et la distribution estimée par les simulations basées sur la TMA représentée par la courbe en pointillé (voir texte). La prédiction par TMA utilise les valeurs expérimentales extraites des couplages d’antenne  $T_a$  dans le calcul. Pour les autres différentes ouvertures et valeurs de couplage, se référer au tableau 5.1.



**FIGURE 5.11** – La distribution de la transmission  $T$  expérimentale et celle obtenue par simulation basée sur la TMA (courbe en pointillée), pour les trois différentes gammes de fréquences (en haut : 3-3,5, au centre : 7-7,5, en bas : 12-12,25 GHz) et pour deux ouvertures différentes  $h_o=0$  mm (en vert) et  $h_o=24$  mm (en bleu). Notez la différence d'échelle de l'abscisse.

### 5.2.3 Relation entre l'espacement moyen entre les maxima de transmission et le temps de décroissance

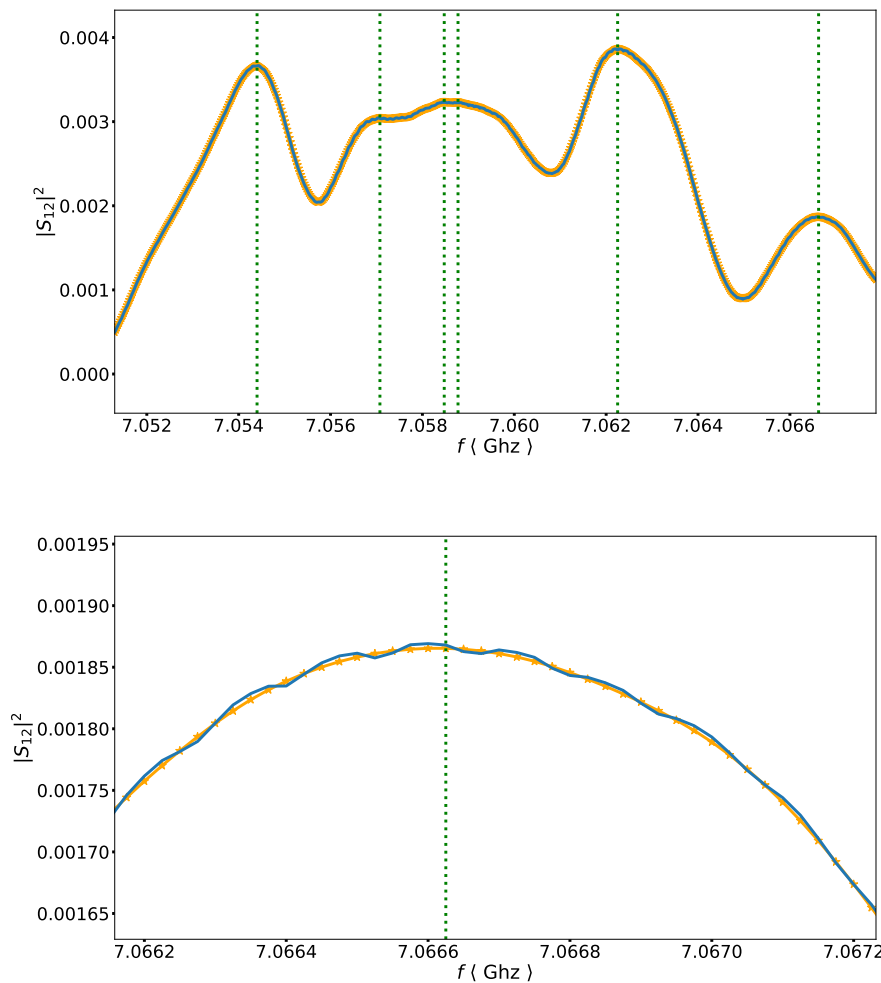
Dans cette section, nous allons nous intéresser à vérifier la relation entre l'espacement fréquentiel moyen des maxima de transmission et le temps de décroissance, prédite par Schroeder et Kuttruff dans les chambres acoustiques [Schroeder et Kuttruff, 1962]. Les deux auteurs ont étudié le comportement de l'espacement moyen entre les maxima  $\langle \delta f_{max} \rangle$  dans les salles acoustiques [Schroeder et Kuttruff, 1962 ; Kuttruff, 2009]. En se basant sur l'analogie qui peut exister entre les chambres réverbérantes EM et les salles acoustiques, nous pouvons mettre à profit ces analogies pour étudier la relation qui peut exister entre le comportement de l'espacement moyen entre les maxima de transmission  $\langle \delta f_{max} \rangle$  et le temps de décroissance  $\tau$ , dans les CR EM. Ces auteurs ont étudié le comportement du champ acoustique à l'intérieur d'une salle quand celle-ci est excitée par un signal sinusoïdal avec une pulsation  $\omega$ , la propagation acoustique peut s'écrire comme une somme de plusieurs modes. Schroeder a établi qu'à partir d'une fréquence limite, un grand nombre de modes sont excités par une seule fréquence. En haute fréquence, l'espacement entre ces modes devient tellement proche que les résonances ne sont plus visibles. Si les modes sont suffisamment nombreux et que l'espacement entre modes est inférieur à un tiers de la largeur de chaque mode, la salle peut être supposée homogène et uniforme et sa réponse fréquentielle devient continue. Ce qui revient à considérer que ces hypothèses, sont tout à fait analogues à celles développées par Hill [Hill, 1998a].

Dans cette hypothèse, la partie réelle et imaginaire de la réponse suit une loi gaussienne de même variance. Puisque les différentes composantes sont mutuellement indépendantes, on peut appliquer le théorème de la limite centrale à la partie réelle aussi bien qu'à la partie imaginaire de la réponse du champ i.e. on suppose que chacune de composante (partie réelle et partie imaginaire) sont deux variables aléatoires gaussiennes, indépendantes et identiquement distribuées, ayant la même variance. Cela correspond au régime de Hill [Hill, 2009 ; Hill, 1998a ; Hill, 1998b ; Schroeder, 1962]. Ce qui correspond à notre cas d'étude de la CRC pour des fréquences au-delà de la LUF. Schroeder en déduit que la distribution de l'intensité normalisée suit la distribution de Rayleigh. On peut transposer ce contexte des salles acoustiques dans le domaine des CRs vu les travaux de Hill.

On imagine qu'on est en présence d'un régime de recouvrement modal suffisamment fort, le seuil proposé dans les salles acoustiques étant  $d = 3$ , Schroeder et Kuttruff ont démontré la formule qui relie l'espacement entre les maxima de transmission et le temps de décroissance (i.e. temps de réverbération) dans les salles acoustiques [Schroeder et Kuttruff, 1962 ; Kuttruff, 2009], donnée par

$$\delta f_{max} = \frac{1}{2\sqrt{3}\tau}, \quad (5.8)$$

les maxima des fréquences représentées sur la courbe en fonction de la fréquence (voir figure 5.8), ne peuvent pas être associés à de simples pics de résonances (fort recouvrement modal). Notons que les résonances elles-mêmes sont superposées sous les maxima, en fait les maxima des courbes en fonction de la fréquence apparaissent quand plusieurs modes sont excités simultanément. On constate que l'espacement moyen entre ces maxima peut être calculé selon certaines

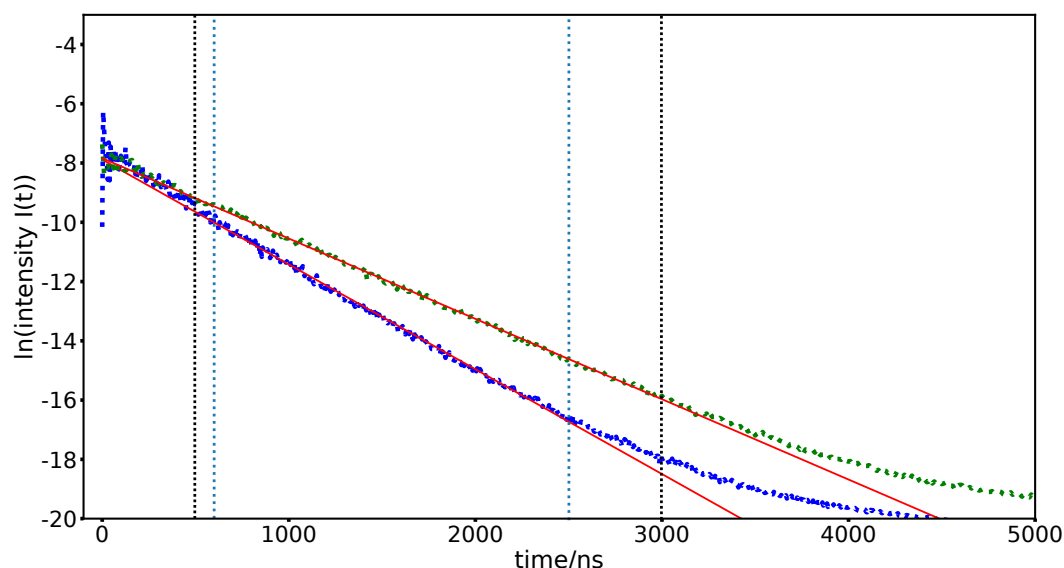


**FIGURE 5.12** – Exemple du spectre de transmission de puissance en bleu, le tracé en orange représente le spectre après un lissage en appliquant un filtre triangulaire utilisant 5 point de mesure et les positions des maxima de spectre sont représentées par une ligne en pointillé vert.

hypothèses dont un recouvrement modal fort [Schroeder, 1962]. La procédure expérimentale pour calculer  $\delta f_{max}$ , consiste à chercher les maxima du signal de transmission, en utilisant un lissage préalable de ce dernier, par un filtre triangulaire d’une largeur ajustée selon la bande fréquentielle d’étude, comme l’illustre l’exemple de la figure 5.12. On extrait les maxima du spectre de transmission ainsi transformé, selon le régime de recouvrement modal.

En général dans le cas d’un faible recouvrement modal, on a un spectre dont les résonances sont isolées, l’extraction des maxima dans ce cas est simple. En revanche dans le cas d’un fort recouvrement modal, les maxima n’ont plus rien avoir avec les positions centrales des résonances. On utilise un filtre triangulaire de taille variable selon le régime de recouvrement (cependant inférieur à la distance entre les maxima), pour l’extraction des maxima (exemple figure 5.12(a)), ensuite on calcul la distance moyenne entre les maxima de signal de transmission.

Pour extraire les valeurs du temps de décroissance  $\tau$  (voir figure 5.13), elles sont généralement calculées, en faisant une régression linéaire du la puissance de signal de réflexion où de transmission, tracée sur une échelle semi-logarithmique. On divise la réponse en fréquentielle sur des sous-bandes. Le temps de décroissance est calculé à partir de la transformée de fourrier



**FIGURE 5.13** – L'extraction du temps de décroissance  $\tau$  en faisant une régression linéaire de la puissance pour le cas d'un recouvrement modal modéré  $d \sim 1$  et celui d'un recouvrement modal  $d > 3$

$\frac{f_{\min} - f_{\max}}{\text{GHz}}$	$\frac{\text{Step}}{\text{KHz}}$	$\frac{\tau}{\text{ns}}$	$\frac{BW}{\text{Hz}}$	$d$
2.2 – 2.40	10	276	1000	1.4
4.9 – 5.0	10	361	1000	4.5

**Tableau 5.2** – Valeurs de différents paramètres expérimentaux pour deux gammes de fréquences ( $f_{\min} - f_{\max}$ ). Valeurs de pas fréquentiel (step), le taux de décroissance de signal  $\tau$ , la bande passante de l'analyseur de réseaux  $BW$  et le recouvrement modal  $d$ .

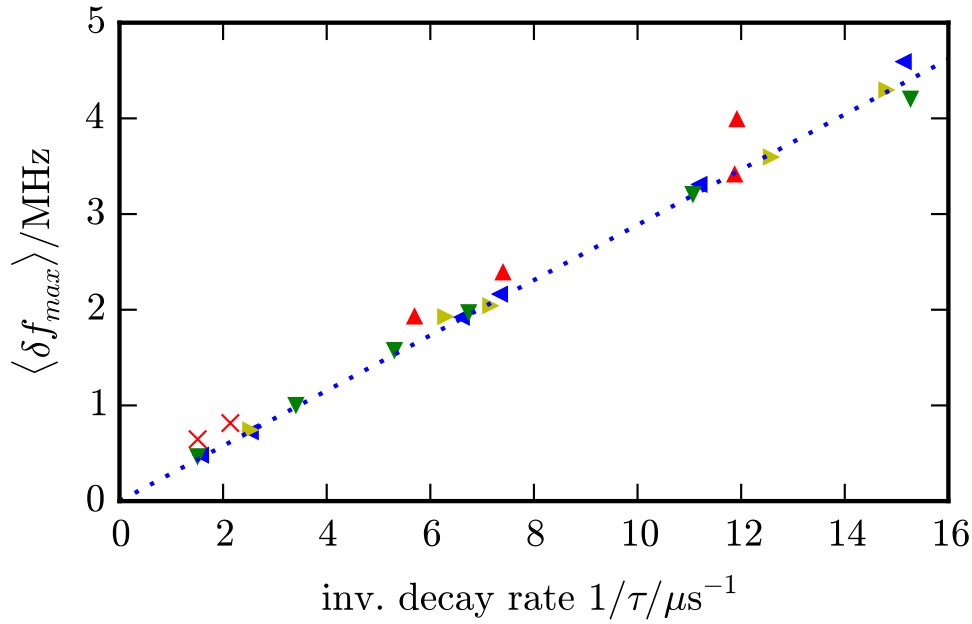
inverse appliquée sur chacune de ces sous-bandes fréquentielles (voir section 5.2.2).

Sur la fenêtre temporelle, on a deux parties, une partie linéaire dont on peut extraire une pente et une partie non linéaire où la décroissance n'est plus exponentielle à partir d'un certain temps. La figure 5.13 montre la partie linéaire et le début de la partie non linéaire pour deux gammes de fréquences 2,2-2,4 GHz et 4,9-5,0 GHz. Dans le tableau 5.2, on donne les paramètres caractéristiques de chacune.

On ne considère que la partie linéaire i.e. l'intervalle du temps que le signal met pour arriver d'une antenne à l'autre avec une vitesse de lumière. Le début de cette partie linéaire est estimé à partir d'un temps  $\tau_0 = 0,6 \mu\text{s}$  et se termine à une valeur de temps  $\tau_f = 2,5 \mu\text{s}$  pour la première gamme (entre les deux lignes en pointillées (bleu)) et entre  $\tau_0 = 0,5 \mu\text{s}$  et  $\tau_f = 3,0 \mu\text{s}$  pour la deuxième gamme. On note qu'on enlève une partie avant les deux premières lignes en pointillés, car pour la transmission c'est une partie dite transitoire.

Revenons à notre objectif dans cette section, celui de mettre en évidence la validité de la relation prédite par Schroeder et Kuttruff (5.8), dans le domaine électromagnétique à l'intérieur d'une CRC. Pour cela, en exploitant les valeurs de temps de décroissance extraites à partir des résultats expérimentaux (tableau 5.1), pour différentes gammes de fréquences (i.e. différentes





**FIGURE 5.14** – L’espacement moyen entre les maxima  $\langle \delta f_{max} \rangle$  de la transmission  $T$  en fonction de l’inverse de temps de décroissance  $\tau^{-1}$ . Les triangles pointant vers, le haut (rouge), à gauche (bleu), à droite (jaune) et en bas (vert) correspondent aux 4 différentes gammes de fréquences [3, 3,5], [7, 7,5], [7,5, 8] et [12, 12,25] GHz, respectivement. La ligne en pointillé correspond aux prédictions de Schroeder et Kuttruff (5.8). Les croix en rouge illustrent le résultat du recouvrement modal  $d$  inférieur à 3 (pour la gamme de fréquences 3-3,5 GHz).

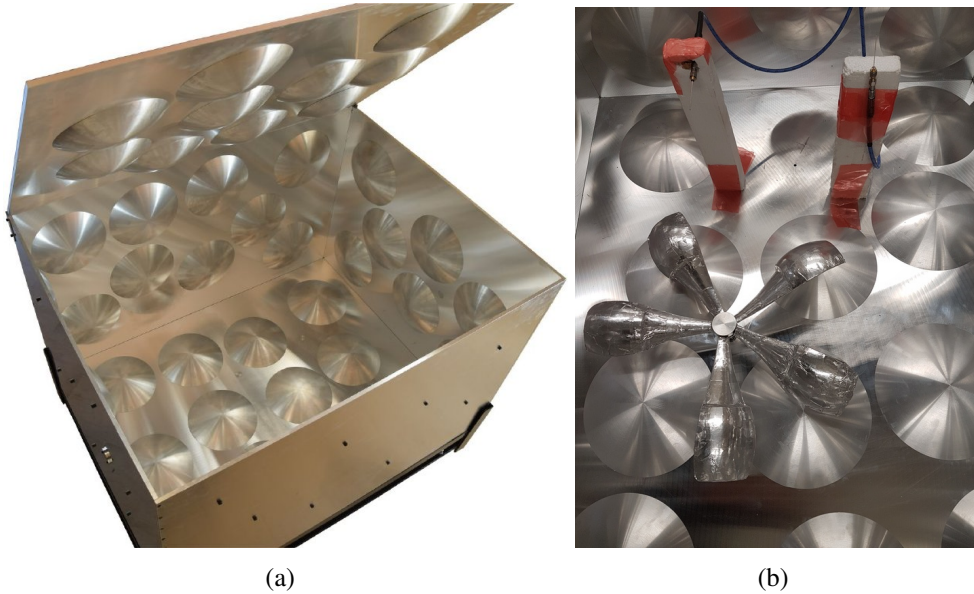
valeurs de  $d$ ), nous allons comparer ces résultats (voir figure 5.14) avec la prédiction théorique (ligne en pointillé).

On remarque un bon accord entre les résultats théoriques et les valeurs de  $\tau$  extraites. On notera que sur les gammes de fréquences où le recouvrement modal est supérieur à 3, on confirme bien la validité de la relation (5.8). Même dans la gamme de fréquences 3-3,5 GHz, pour laquelle le recouvrement modal est inférieur à 3, on constate qu’elle est encore valable.

### 5.3 Extraction expérimentale du nombre d’échantillons non corrélés (NIS) dans une chambre réverbérante

Comme nous l’avons évoqué dans le premier chapitre (2), la façon standard pour générer des statistiques est de faire varier la géométrie avec un brasseur mécanique. Cependant, pour obtenir des états fiables sur les fluctuations du champ électromagnétique, il faut s’assurer d’utiliser des réalisations expérimentales statistiquement non corrélées. En d’autres termes, l’ensemble statistique généralement obtenu par un brassage de modes doit être suffisamment mélangé, pour que les diagrammes d’intensité du champ de la chambre soient statistiquement indépendants les uns des autres. Pour le brassage de mode mécanique, cela signifie généralement que l’angle de rotation doit être suffisamment grand, en supposant que le brasseur n’est pas trop petit. Une fois que l’espacement d’angle minimal est déterminé, le nombre d’échantillons indépendants (i.e. non

### 5.3. Extraction expérimentale du nombre d'échantillons non corrélés



**FIGURE 5.15** – (a) Photo de notre CRC avec cette fois-ci sur les murs, le sol et le plafond on fixe 52 calottes sphériques de rayon  $r=10$  cm, et hauteur  $h_c=3$  cm, et 3 autres calottes sphériques de rayon  $r=8$  cm et hauteur  $h_c=2,4$  cm, le volume total à l'intérieur de la cavité est d'environ  $V=0,45$  m<sup>3</sup>. Les deux antennes monopoles de mesures ont été attachés aux supports de fixation en polyester à l'intérieur de la CRC. (b) La photo représente la configuration expérimentale de mesure, les deux antennes monopoles en polarisation verticale, loin de brasseur et des parois d'une distance  $d > \lambda/4$ .

corrélés) (voir la section (2.2.8)) sur un tour complet du brasseur peut être calculé [IEC standard, 2003]. Dans le contexte de la CEM, la détermination de l'indépendance des échantillons se fait par la connaissance de la fonction d'autocorrélation (voir l'équation (2.43)), elle est définie dans l'intervalle  $[-1, 1]$ . Plus elle est élevée, plus la corrélation est forte.

Dans cette section nous allons étudier expérimentalement le fonctionnement de la CRC pour un nombre fini d'échantillons. Le processus stochastique dans le cas de nos mesures représente la valeur de la puissance sur une révolution du brasseur. Les  $N_\theta$  réalisations sont les données relevées pour chacune des différentes positions angulaires du brasseur. La fonction d'autocorrélation est donc calculée pour chaque série des échantillons de la puissance de transmission et à fréquence fixe. Les résultats de la fonction d'autocorrélation obtenus pour différentes gammes de fréquences sont détaillés ci-dessous. Sachant que la valeur de seuil communément admise par les normes CEM, au-delà de laquelle il y'a une forte corrélation est différente d'une norme à l'autre. Pour la norme [IEC standard, 2003] voir l'équation (2.44) et pour la norme [IEC standard, 2011] l'équation (2.45).

Avant de procéder au calcul de la fonction d'autocorrélation, nous allons décrire la procédure à suivre lors de la mesure. Dans un premier temps, nous avons choisi de placer les deux antennes monopoles à l'intérieur de la CRC, suffisamment loin des parois et du brasseur. Les deux en polarisation orthogonale, ceci permet de réduire le plus possible un éventuel couplage direct, pouvant exister entre l'antenne réceptrice et émettrice. Ces antennes sont attachées à un VNA de type Rohde & Schwarz ZVA 67, pour mesurer la transmission sur une gamme totale de 0,5 à 5 GHz. Le choix a porté sur cette gamme, car elle permet de couvrir une fréquence allant de la

## Chapitre 5. Études expérimentales en chambres réverbérantes complexes

$\frac{f_{\min}-f_{\max}}{\text{GHz}}$	$\frac{\Delta_f}{\text{KHz}}$	$\frac{\tau}{\text{ns}}$	$\frac{Q}{10^3}$	$d$	$T_A$	$T_B$
0,75 – 0,85	3734,43	203	0,8	0,3	0,144	0,108
1,1 – 1,25	1731,13	180	1,0	0,7	0,395	0,526
1,7 – 1,85	758,59	203	2,0	1,2	0,627	0,732
2,2 – 2,40	451,80	276	3,7	1,4	0,505	0,543
2,8 – 2,90	294,25	343	5,9	1,6	0,302	0,278
3,8 – 4,0	157,14	345	8,4	3,0	0,463	0,331
4,9 – 5,0	97,54	361	11,2	4,5	0,815	0,801

**Tableau 5.3** – Valeurs de différents paramètres de la chambre réverbérante pour différentes gammes de fréquences ( $f_{\min} - f_{\max}$ ). Valeurs de l’espacement fréquentiel moyen  $\Delta_f$ , le taux de décroissance de signal  $\tau$ , facteur de qualité  $Q$ , le recouvrement modal  $d$ , et le couplage des antennes  $T_A$  et  $T_B$ .

LUF jusqu’au sept fois la LUF, en utilisant la fréquence du 60<sup>ème</sup> mode comme définition de la LUF à partir de la loi de Weyl [IEC standard, 2003 ; Gros *et al.*, 2015]. Comme nous l’avons déjà précisé dans la section 5.2.1, la LUF est estimée aux alentours de 0,753 GHz. Les mesures ont été répétées pour un nombre de positions de brasseur différent en une rotation complète. En utilisant un espacement angulaire allant du  $\Delta\theta=0,1$  soit un nombre d’échantillons  $N_\theta=3600$  jusqu’au  $\Delta\theta=5$  pour un nombre d’échantillons  $N_\theta=72$ .

La figure 5.16 montre le spectre de transmission de haute résolution, pour une propre extraction des maxima de transmission, correspond aux 7 gammes fréquentielles toutes comprises dans la gamme totale et pour une seule position de brasseur  $\theta = 1^\circ$ . Ces Bandes fréquentielles ont été choisies de telle sorte que les paramètres importants (tableau 5.3), soient suffisamment bien définis. Tels que l’espacement fréquentiel moyen  $\Delta_f$  calculer d’après la loi de Weyl (voir l’équation (2.26)), le temps de décroissance de signal  $\tau$ , facteur de qualité  $Q$ , le recouvrement modal  $d$  et le couplage des antennes  $T_A$  et  $T_B$ .

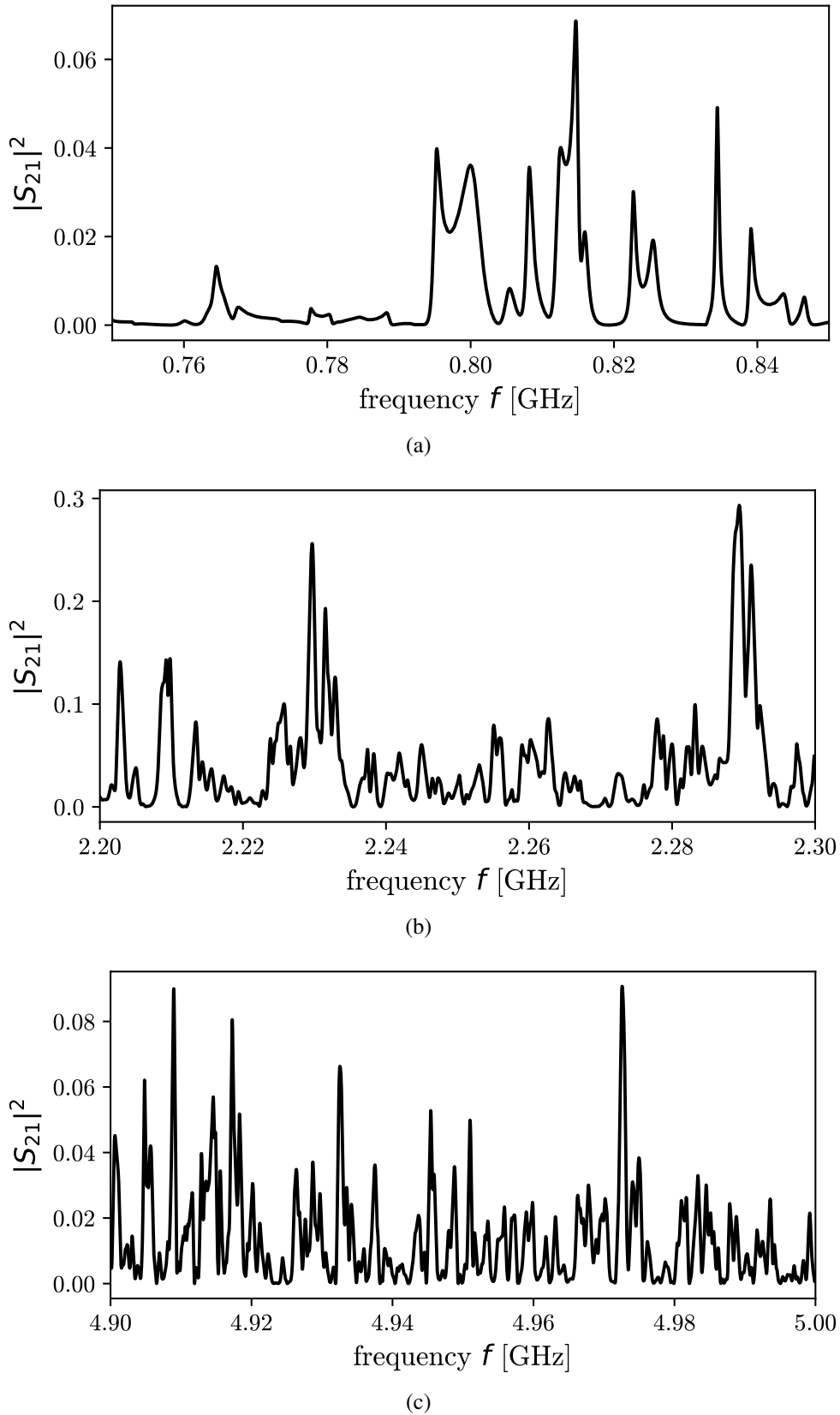
Les valeurs de recouvrement modal  $d$  prennent des valeurs différentes couvrant les 3 régimes de recouvrement modal : pour la première gamme où la fréquence est autour de la LUF, on est donc dans un régime de recouvrement modal faible  $d < 1$ . Pour des fréquences d’excitations allant de 1,1 GHz jusqu’à 2,90 GHz, la valeur de recouvrement modal est autour de 1, ce qui correspond à un régime modal modéré  $d \sim 1$ . Les deux dernières gammes de fréquences sont considérées dans un régime idéal d’utilisation de la CRC car on a des valeurs de recouvrement modal importantes  $d \geq 3$ .

### 5.3.1 Raffinement du NIS

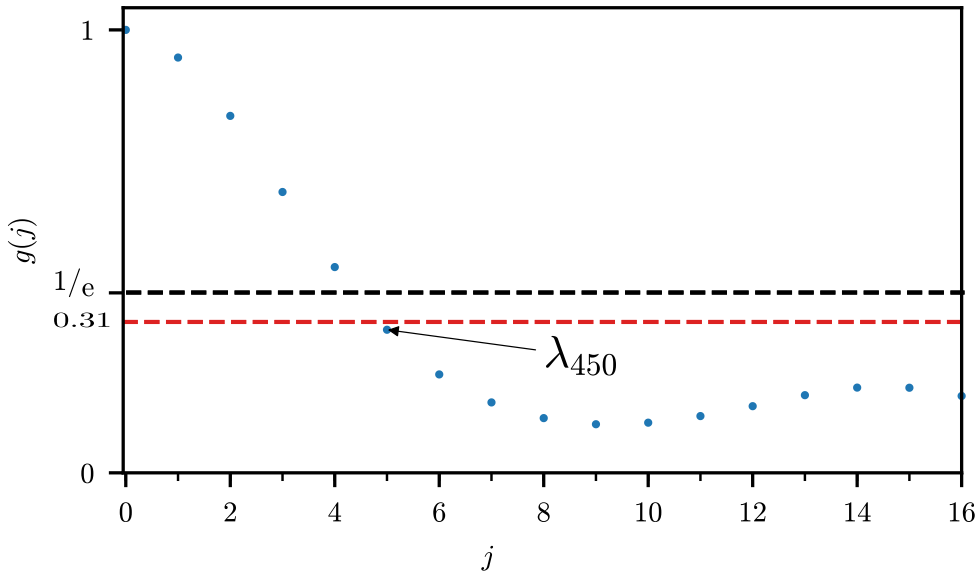
Dans cette section, nous rappelons les étapes de l’estimation de NIS, basée sur le calcul du coefficient de corrélation entre les pas angulaires de brasseur [Lunden et Backstrom, 2000]. Le coefficient de corrélation est une mesure de la dépendance statistique des variables. Cette quantité est utilisée dans l’analyse du changement de la distribution du champ, son principe de calcul consiste à décaler de façon consécutive la série des données d’un échantillon pour chaque pas angulaire du brasseur, comme cela est indiqué dans la suite par l’équation (2.43).

Les différentes positions du brasseur lors d’un tour complet correspondent à des conditions

### 5.3. Extraction expérimentale du nombre d'échantillons non corrélés



**FIGURE 5.16** – La puissance de transmission  $|S_{21}|^2$  en fonction de la fréquence  $f$  pour une position fixe de brasseur  $\theta = 1^\circ$ . Trois gammes de fréquences représentent différents régimes de recouvrement modal  $d$  : (a) [0,76-0,84] GHz avec  $d=0,3$ ,  $Q=800$ , (b) [2,20-2,30] GHz avec  $d=1,4$ ,  $Q=3700$  et (c) [4,90-5,00] GHz avec  $d=4,5$ ,  $Q=11200$  (plus de détails sur le tableau 5.3).



**FIGURE 5.17** – Exemple d’une fonction d’autocorrélation des échantillons expérimentaux de la puissance de transmission en fonction des pas angulaire du brasseur  $N_\theta=450$  et pour une fréquence fixe  $f=2,21$  GHz, en utilisant le seuil fixé par la norme [IEC standard, 2003] en tirets noirs et le seuil fixé par la norme [IEC standard, 2011] présenté avec des tirets rouge.

aux limites différentes (configurations différentes). Ces positions ne représentent toutefois qu’un échantillon de taille  $N$ , parmi un nombre de réalisations infini. Pour une mesure précise, toutes les conditions aux limites existantes devaient être prises en compte, ce qui ne peut pas être réalisé dans la pratique.

Considérant un nombre d’angles équidistant  $N_\theta$ , pour lesquels la transmission  $S_{21}(f_i, \theta_j)$  est mesurée pour une fréquence donnée  $f$  et une position de brasseur donnée  $\theta$

$$\theta_j = (j - 1) \cdot \Delta\theta, \quad \Delta\theta = \frac{360^\circ}{N_\theta}, \quad j = 1, \dots, N_\theta. \quad (5.9)$$

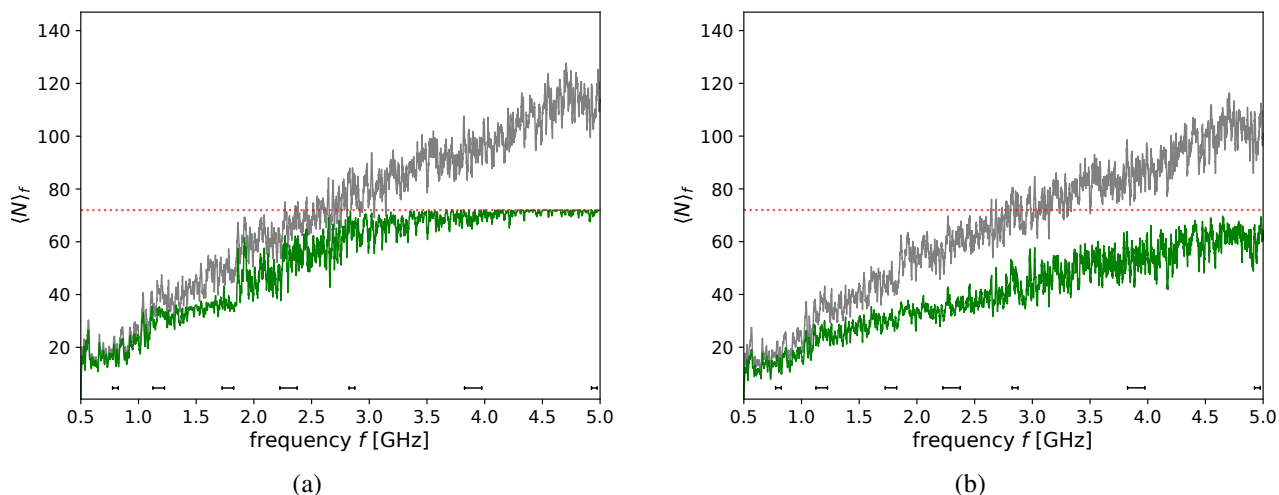
On peut calculer la fonction d’autocorrélation pour une fréquence donnée :

$$g_f(j) = \frac{1}{N_\theta - 1} \frac{\sum_{k=1}^{N_\theta} x(f, \theta_k)x(f, \theta_{k+j})}{\sum_{k=1}^{N_\theta} x(f, \theta_k)^2}, \quad (5.10)$$

où  $x = \tilde{x} - \langle \tilde{x}(f) \rangle$ ,  $\langle \tilde{x}(f) \rangle = \frac{1}{N_\theta} \sum_{j=1}^{N_\theta} \tilde{x}(f, \theta_j)$  et  $\tilde{x} = |S_{21}|^2$ , notons que la transmission est périodique suivant l’axe des positions de brasseur. La figure 5.17 montre un exemple de la fonction d’autocorrélation de la puissance de transmission mesurée en fonction des pas angulaires du brasseur, pour  $N_\theta=450$  en bleu (nombre des positions différentes du brasseur choisi également dans [IEC standard, 2003]) sur un tour complet de brasseur en fixant la fréquence  $f=2,21$  GHz. On note que nous n’avons utilisé qu’un seul brasseur, alors qu’on peut généraliser dans le cas d’existence de plusieurs brasseurs [Gradoni et al., 2013].

En supposant qu’on a une décroissance exponentielle des corrélations  $g_f(j) \sim e^{-j/\lambda(f)}$ ,  $\lambda_\theta$  représente la longueur de corrélation, défini comme étant le plus petit nombre entier pour lequel

### 5.3. Extraction expérimentale du nombre d'échantillons non corrélés

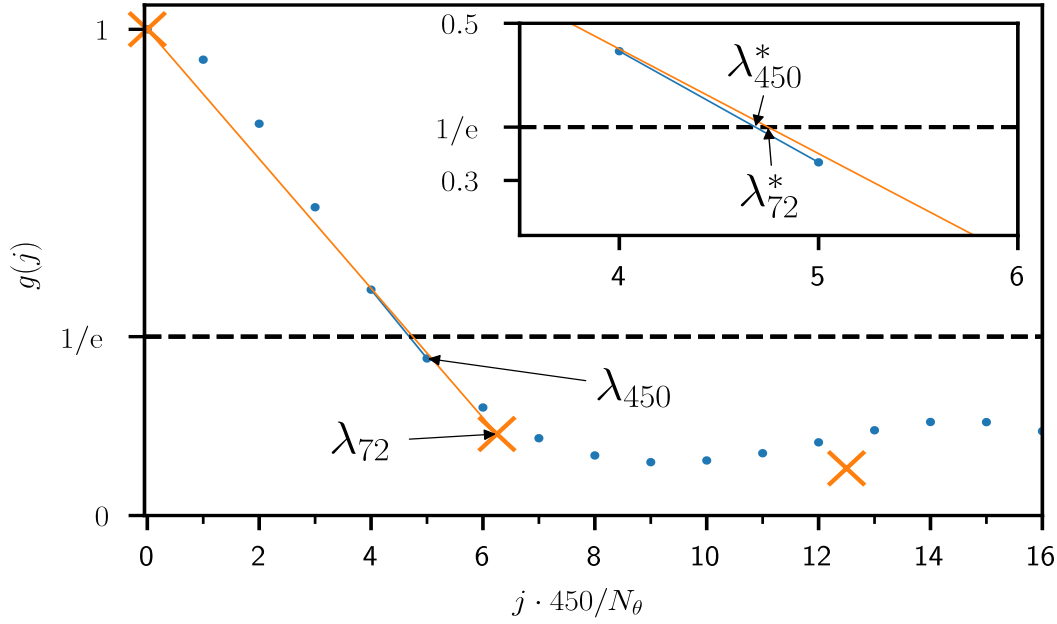


**FIGURE 5.18** – Nombres d'échantillons indépendants pour une gamme de fréquence 0,5-5 GHz déterminer en utilisant l'entier minimum l'équation (2.46) pour deux normes différentes. Les différentes courbes appartiennent aux différentes résolutions d'angle, à savoir  $N_\theta=450$  (gris),  $N_\theta=72$  (vert). Les intervalles noirs en bas indiquent les gammes utilisées dans le tableau 5.3. La ligne en pointillée rouge indique le seuil maximum  $N=72$ . Nous avons effectué un lissage en fréquence, sur toutes les courbes en appliquant un filtre rectangulaire de pas fréquentiel de 10 MHz.

l'équation (2.44) est vérifiée selon la norme IEC de 2003 [IEC standard, 2003] et par l'équation (2.45) pour la norme IEC de 2011 [IEC standard, 2011]. Pour les deux critères normatifs de la puissance de transmission, sur la figure 5.17 nous constatons qu'au bout d'une position angulaire  $\theta=5^\circ$  du brasseur, la fonction d'autocorrélation est en dessous des deux seuils proposés par les deux normes :  $1/e$  et 0,31. Le changement n'est pas significatif d'une Norme à l'autre pour la détermination de NIS comme nous l'avons détaillé dans le chapitre 2 (voir la section 2.2.8) et illustrer par la figure 5.18.

La figure 5.18 compare les valeurs de NIS pour deux normes différentes la norme IEC 2003 (figure 5.18(a)) et celle du IEC 2011 (figure 5.18(b)), cette comparaison est basée sur le nombre de pas minimum utilisé dans la littérature [IEC standard, 2003 ; Hallbjörner, 2002] (équation (2.46)). Le NIS est estimé pour une fréquence fixe, en divisant le nombre total d'échantillons  $N_\theta$  sur un tour complet de brasseur par le nombre de pas angulaires minimal  $\lambda_\theta$  nécessaire pour que le coefficient d'autocorrélation, tombe en dessous d'une valeur fixée différemment selon les normes IEC.

Si la corrélation décroît rapidement, la valeur extraite de  $\lambda_\theta(f)$  fluctue entre de petites valeurs entières lors du changement de la fréquence i.e. lorsque l'écart angulaire est trop grand par rapport à l'angle de décorrélation. Par conséquent,  $N$  pourrait exprimer de grandes fluctuations. Ceux-ci disparaîtraient si un plus petit  $\Delta_\theta$  était utilisé, car cela se traduirait par une résolution plus élevée de  $\lambda_\theta(f)$ , selon (2.44) et la figure 2.7. Sur cette dernière, on illustre trois différentes discrétisations, chacune d'entre elles représente trois fonctions d'autocorrélations distinctes. Entre les deux points autour de la valeur critique selon chaque norme IEC, on a une fonction linéaire i.e. la variation est linéaire autour de la valeur de seuil. Le cas d'une fonction d'autocorrélation idéale ( $N_\theta \rightarrow \infty$ ) est approché dans nos mesures par une résolution suffisante  $N_\theta=3600$ , on a une



**FIGURE 5.19** – Principe de la méthode d’interpolation linéaire pour l’estimation de NIS pour deux différentes valeurs de  $N_\theta=450$  (en bleu) et  $N_\theta=72$  (en orange).

courbe de mieux en mieux approchée, ceci permet d’avoir une bonne précision sur la détermination de NIS (courbe en gris). Par contre pour une discrétisation moins grande on a un problème de la variation d’indice d’une position de brasseur  $\Delta\theta$  à  $\Delta(\theta + 1)$  qui devient grande. Nous proposons une nouvelle approche afin d’enlever cet effet lié à la discrétisation et la précision du pas angulaire i.e. affiner le NIS. Elle est basée sur la méthode d’interpolation linéaire entre les deux points en dessous et au-dessus de la valeur de seuil donnée, soit par l’équation (2.44), si on prend la norme [IEC standard, 2003] ou l’équation (2.45) dans le cas de la norme IEC 2011 [IEC standard, 2011]

$$\lambda_\theta^* = \lambda_\theta - \frac{\frac{1}{e} - g(\lambda_\theta)}{g(\lambda_\theta - 1) - g(\lambda_\theta)} \quad (5.11)$$

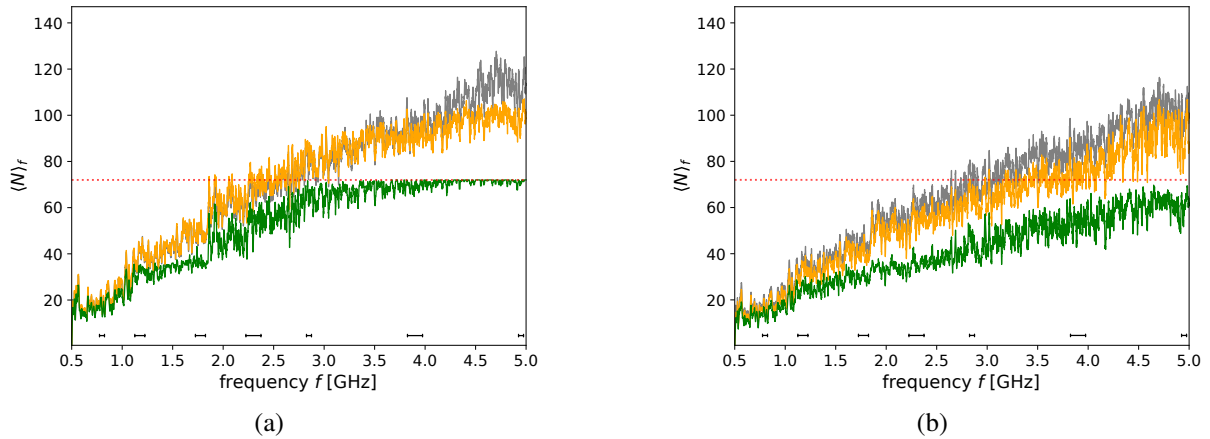
$$N^*(f) = \frac{N_\theta}{\lambda_\theta^*(f)}. \quad (5.12)$$

La figure de référence 5.19 montre le principe de cette approche, elle est justifiée par le fait qu’un  $N_\theta$  plus grand et par conséquent, une meilleure résolution angulaire produit une résolution plus fine de la fonction d’autocorrélation. Les valeurs obtenues en utilisant cet ajustement pour deux  $N_\theta$  différents  $N_\theta=450$  (courbe en bleu) et  $N_\theta = 72$  (courbe en orange) sont indiquées. Les valeurs résultantes sont assez proches, alors que l’utilisation directe de l’indice entraînerait de grandes différences de NIS.

Dans nos mesures, nous avons vérifié cette hypothèse en comparant les données d’un grand nombre d’échantillons avec un ensemble d’échantillons réduit [Kräuthauser *et al.*, 2005]. Notez que comme  $\lambda_\theta - 1 < \lambda_\theta^* \leq \lambda_\theta$ , la valeur extraite du NIS satisfait  $N^* \geq N$ . En outre, en utilisant la décroissance de la fonction d’autocorrélation on estime seulement le nombre des échantillons non corrélés. Cependant, cette approche est devenue normative pour la détermination de NIS dans la littérature.



### 5.3. Extraction expérimentale du nombre d'échantillons non corrélés

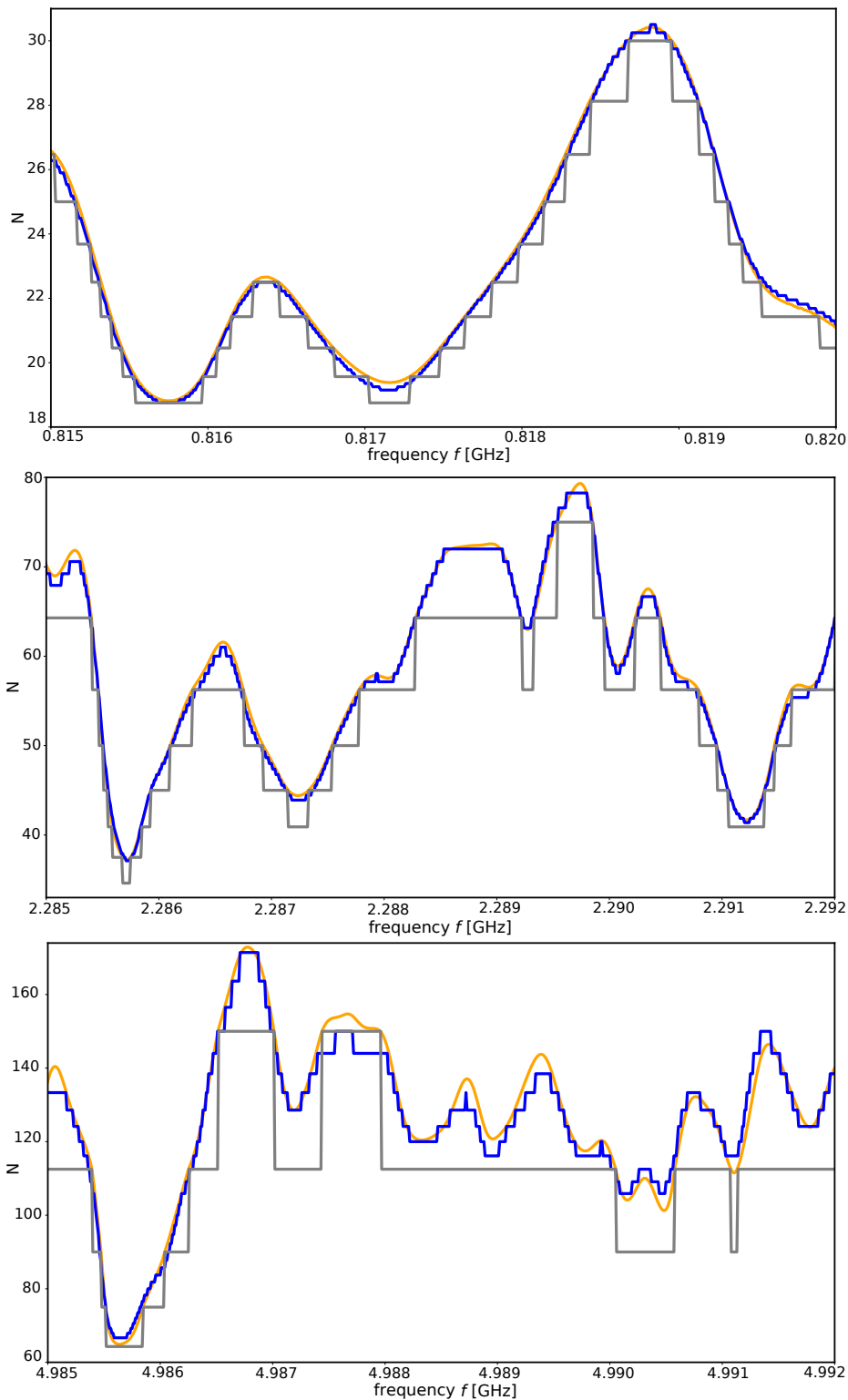


**FIGURE 5.20** – Nombre d'échantillons indépendants pour une totale gamme de fréquences 0,5-5 GHz déterminé en utilisant l'entier minimum (l'équation (2.46)) et par l'interpolation linéaire (5.12), pour deux normes différentes. Les différentes courbes appartiennent aux différentes résolutions d'angle, à savoir  $N_\theta=450$  (courbe en gris),  $N_\theta=72$  (courbe en vert). Les valeurs obtenues par l'interpolation linéaire (5.12) pour  $N_\theta=72$  sont illustrées en (courbe en orange). Les intervalles noirs en bas indiquent les gammes utilisées dans le tableau 5.3. La ligne en pointillée rouge indique  $N = 72$ . Nous avons effectué un lissage en fréquence sur toutes les courbes en appliquant un filtre rectangulaire de pas fréquentiel de 10 MHz.

En regardant la dépendance fréquentielle de NIS selon deux normes et méthodes différentes (figure 5.20), pour le plus fin pas angulaire  $N_\theta=450$ , courbe présentée en gris et celui d'un pas angulaire plus large  $N_\theta=72$ , courbe présentée en vert et en orange. Dans le cas où nous appliquons notre approche basée sur l'interpolation linéaire. On constate que sur la figure 5.20(a) (Norme IEC 2003), le NIS suivant le critère de la norme, courbe verte présente quelques déviations entre la fréquence 0,5 et 3,0 GHz, ensuite le NIS se sature pour son maximum. Tandis que la courbe en orange, représente le NIS obtenu par interpolation linéaire, on remarque sur la gamme fréquentielle comprise entre 0,5 et 3,0 GHz, à peu près le même comportement, que celui suivi par la courbe verte. Dans les fréquences élevées, son comportement se rapproche de celui de NIS suivant le plus fine pas angulaire  $N_\theta = 450$  représenté en courbe grise. Il est clair d'après ces résultats que l'approche de l'interpolation a un impact significatif sur l'amélioration de NIS.

Maintenant pour plus de détails on se concentre sur les petites gammes fréquentielles indiquées par des intervalles dans la figure 5.20, pour lesquelles chaque gamme lui correspond des paramètres extraits à partir du spectre de transmission (voir tableau 5.3). Dans ce cas représenté dans la figure 5.21, aucune moyenne fréquentielle n'a été appliquée. Sur l'axe des fréquences, on note que la taille de l'échantillon le plus petit entraîne des pas plus importants dans le cas du calcul via l'équation ((5.11)). Nous constatons que le plus grand pas angulaire  $N_\theta=3600$  est toujours au-dessus du plus petit pas angulaire  $N_\theta=450$ , mais le résultat obtenu par interpolation linéaire pour  $N_\theta=450$  suit bien le cas  $N_\theta=3600$ .





**FIGURE 5.21** – Le Nombre d'échantillons non corrélés pour trois petites gammes de fréquences illustrées sur le tableau 5.3. On compare le NIS pour l'approche standard et l'approche de l'interpolation linéaire pour deux différents pas de brasseur,  $N_\theta=3600$  (courbe en bleu),  $N_\theta=450$  (courbe en gris). Les valeurs obtenues par l'interpolation linéaire équation (5.12) pour  $N_\theta=450$  est illustré en (courbe en orange).

## 5.4 Prédiction du nombre d'échantillons non corrélés

Dans toutes les applications déjà mentionnées d'une CRBM (section 2.2.1), on a besoin de contrôler le caractère non corrélé des différentes configurations de la chambre. La précision de la valeur mesurée dépend du nombre des positions du brasseur générant des champs (environnement) non corrélés dans la chambre. D'où la nécessité d'étudier l'autocorrélation entre ces différents environnements. Dans la littérature sur le sujet d'autocorrélation, quelques études mettent en évidence le nombre d'échantillons indépendants obtenus lors de la rotation du brasseur, un nombre d'échantillons non corrélés élevé est toujours souhaité.

De nombreux travaux ont été effectués par la communauté des CR pour modéliser théoriquement le nombre d'échantillons non corrélés en utilisant un brassage mécanique pas à pas. Parmi ces travaux, nous nous sommes intéressés aux modèles proposés par Hallbjörner [Hallbjörner, 2002]. Ces modèles prennent en compte le facteur de qualité  $Q$  de la chambre, le volume de la chambre  $V$  et un volume équivalent du brasseur noté  $V_{stirrer}$ . Ce dernier est défini comme celui du plus petit cylindre dans lequel s'insère le brasseur sur un tour complet. Il peut bien sûr être défini autrement selon qu'on a un large ou un petit brasseur par rapport à la longueur d'onde.

En raison de la définition arbitraire du volume du brasseur, les valeurs absolues ne sont pas utilisées, mais plutôt des proportionnalités. La constante de proportionnalité est trouvée empiriquement par l'application du modèle aux données mesurées. Les brasseurs ont des formes différentes. Dans [Hallbjörner, 2002] il propose trois différents types de brasseurs, dans notre cas la forme de brasseur utilisée dans nos mesures ressemble à la forme (a) sur la figure 2 dans [Hallbjörner, 2002]. La dimension transversale moyenne de la chambre réverbérante est définie comme étant proportionnel à  $V^{1/3}$ . On définit la surface transversale moyenne du brasseur par  $V_{stirrer}^{2/3}$ .

Deux relations sont dérivées dans [Hallbjörner, 2002] pour deux cas différents des brasseurs à savoir les grands et les petits brasseurs (d'une dimension électrique plus grande ou plus petite que  $2 - 3 \lambda$ ) i.e. il existe une transition de comportement d'une loi à une autre autour de la dimension caractéristique  $V_{stirrer}^{1/3}$  comparé à la longueur d'onde voir figure 5.22.

Le nombre d'échantillons non corrélés  $N_{ind}$  est donné pour un tour complet du brasseur, on distingue deux cas limite selon les deux définitions de modèle de brasseur par l'équation (5.13) et (5.14) où il essaie de trouver des constantes multiplicatives pour chaque région dont la constante d'efficacité du brasseur  $C_{stirrer}$  est constante :

Les arguments développés par Hallbjörner aboutissent à un régime où  $N_s$  serait proportionnel à la longueur d'onde  $\lambda$  qui est un régime de basse fréquence, et un régime haute fréquence où  $N_l$  est proportionnelle à  $V_{stirrer}/V$ . Dans ces deux régimes, il existe une constante de proportionnalité à trouver. Le coefficient  $C_s$  est constant dans un régime où le volume de brasseur est petit devant la longueur d'onde. Pour des fréquences basses l'estimation est donnée par [Hallbjörner, 2002] :

$$N_s = C_s \frac{\lambda V_{stirrer}^{2/3}}{V} Q. \quad (5.13)$$

Le brasseur est qualifié de petit comparé avec la longueur d'onde si  $V_{stirrer} \ll \lambda^3$ . Alors que dans le domaine des hautes fréquences, on qualifie le brasseur de grand si  $V_{stirrer} \gg \lambda^3$ , le nombre

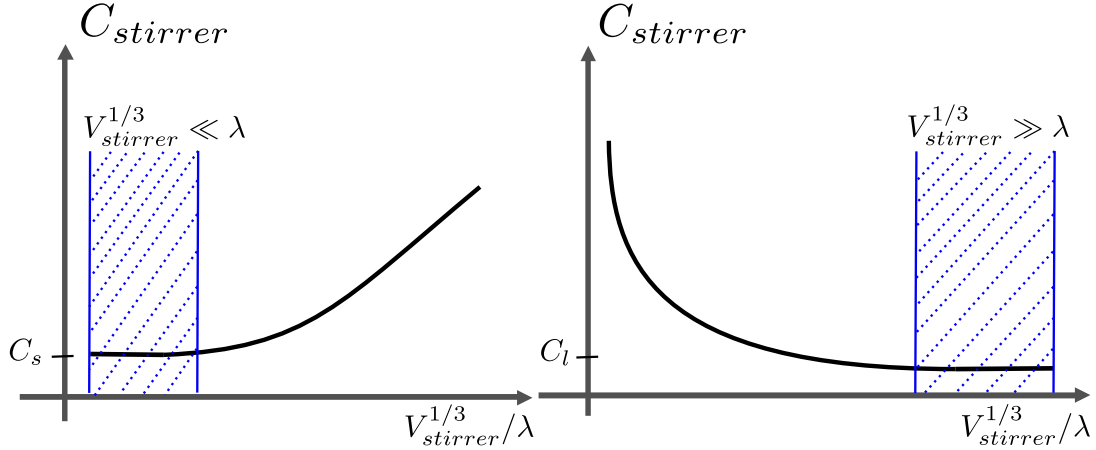


FIGURE 5.22 – Caractéristiques de la constante d'efficacité du brasseur  $C_{stirrer}$  pour le cas du large brasseur et le petit brasseur selon la dimension caractéristique  $V_{stirrer}^{1/3}$  d'après [Hallbjörner, 2002].

d'échantillons non corrélés devrait être :

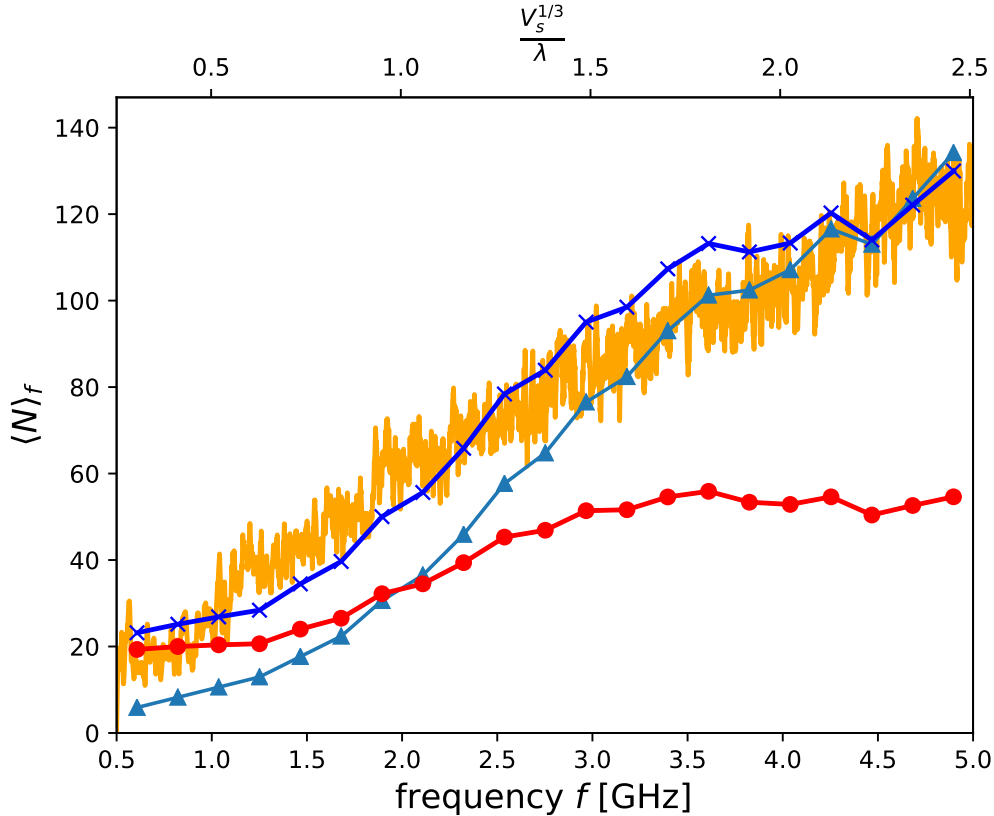
$$N_1 = C_1 \frac{V_{stirrer}}{V} Q, \quad (5.14)$$

où  $V_{stirrer}$  est le volume équivalent du brasseur,  $V$  le volume de la chambre,  $C_1$  et  $C_s$  des constantes lié au brassage mécanique [Hallbjörner, 2002] et  $Q$  le facteur de qualité de la chambre. Lorsque les deux expressions sont ajustées aux données expérimentales dans la gamme de fréquences allant du 0,5 à 3,0 GHz, nous obtenons respectivement des valeurs moyennes pour  $C_s = 1,55$  et  $C_1 = 1,56$ . Sur la figure 5.23, le nombre d'échantillons indépendants moyenné est comparé aux deux prédictions données par les deux équations (5.13) et (5.14). On trouve un bon accord pour le cas d'un petit brasseur (5.13) présenté en cercles rouges dans la gamme des petites fréquences ( $V_{stirrer}^{1/3}/\lambda < 0,5$ ) et au cas d'un brasseur large défini par l'équation (5.14) illustrée en triangles bleus dans la gamme des hautes fréquences ( $V_{stirrer}^{1/3}/\lambda > 1,75$ ). De plus, les valeurs de  $C_1$  et  $C_s$  sont de l'ordre de l'unité, ce qui coïncide avec les valeurs obtenues dans [Hallbjörner, 2002].

Compte tenu des deux courbes, on a pensé à sommer les deux estimations pour n'en former qu'une seule. Nous proposons une estimation par interpolation avec deux préfacteurs ajustés compatibles avec les valeurs extraites sur toute la gamme de fréquences, qui s'écrit :

$$N^{interpol}(f) = \left( C_1 + C_s \frac{c/f}{V_{stirrer}^{1/3}} \right) \frac{V_{stirrer}}{V} Q(f). \quad (5.15)$$

En utilisant les valeurs du  $Q$  dépendant de la fréquence, et deux constantes  $C_s=1,87$  et  $C_1=0,7$ , pour un ajustement des données expérimentales à l'équation (5.15). Le résultat est illustré dans la figure 5.23, par la courbe bleu foncé, qui suit raisonnablement en moyenne sur toute la gamme, la courbe des données expérimentales présentée en orange.



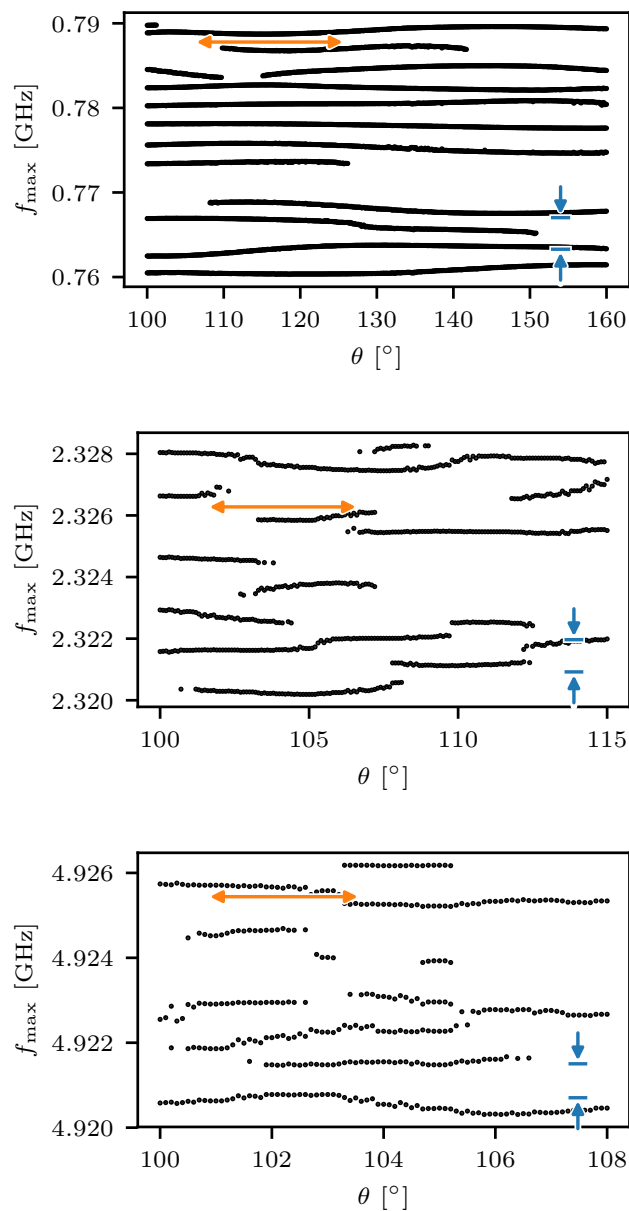
**FIGURE 5.23** – Comparaison de nombre d'échantillons non corrélés expérimentaux avec ceux obtenus théoriquement estimés en se basant sur la géométrie du brasseur. En se basant sur les données expérimentales pour  $N_\theta=3600$ , nous ajustons le préfacteur dans l'équation (5.13) (cercles) et l'équation (5.14) (triangles). Les croix sont calculées en utilisant la formule d'interpolation (5.15).

## 5.5 Vitesse des maxima locaux

Dans cette section, nous présenterons une approche alternative pour la détermination de NIS utilisant les maxima locaux de la transmission, afin de montrer l'applicabilité de la longueur de corrélation extraite sur une large gamme de fréquences.

Nous pouvons extraire les maxima locaux de la transmission mesurée  $f_{max}$  [Kuhl *et al.*, 2017] sur les sept sous-intervalles mentionnés dans le tableau 5.3 suivant la procédure décrite dans la section 5.2.3. Pour obtenir des résultats fiables, nous avons effectué un lissage de  $|S_{21}(f, \theta)|^2$  le long de l'axe des fréquences par un filtre de longueur 100, pour tous les ensembles de données. Nous avons ensuite extrait les maxima locaux de la puissance transmise pour chaque position du brasseur.

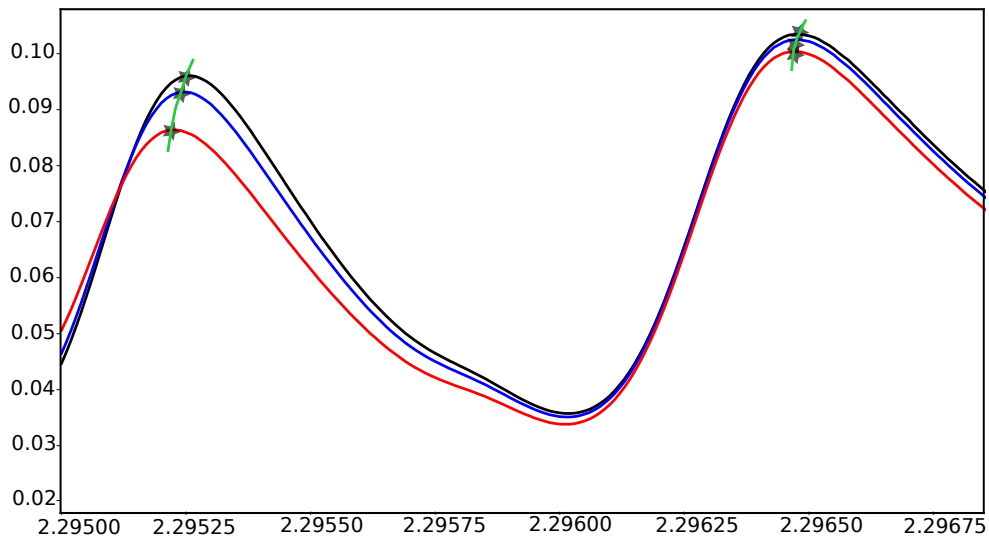
Dans ce qui suit, nous voulons démontrer que l'échelle caractéristique de la dynamique des maxima en fonction de l'angle de brasseur obéit à une sorte de comportement de loi d'échelle similaire (échelle suivant la fréquence et échelle suivant la position de l'angle) les uns aux autres, dans les gammes de fréquences indiquées précédemment. Une fois que la mise à l'échelle appropriée a été appliquée, on pourra superposer les trois sous figures de la figure 5.24 sans pouvoir les distinguer, si on ne met pas les échelles. Si les résonances sont isolées (i.e. que le recouvrement modal  $d$  est petit ( $d \ll 1$ )), les maxima locaux sont définis par les fréquences des modes



**FIGURE 5.24** – La dépendance de maxima local en fonction de la position de brasseur, en haut la gamme fréquentielle 0,75-0,79 GHz, au milieu 2,320-2,328 GHz et en bas 4,926-4,920 GHz. La flèche horizontale indique la longueur de corrélation  $\lambda_\theta$  et celle verticale correspond à l’espacement fréquentiel moyen  $\langle \delta_f \rangle$ . L’échelle des 3 sous-figures sont choisis de sorte que  $\lambda_\theta$  et  $\langle \delta_f \rangle$  aient la même taille apparente.

propres  $\nu_n$  (exemple de position de maxima dans un spectre de transmission pour trois différentes positions de brasseur exemple figure 5.25). L’échelle de fréquence est l’espacement moyen des fréquences  $\delta_f$  sur la figure 5.24 (en haut), la dynamique des maxima locaux est présentée pour la gamme des basses fréquences, qui a une valeur de recouvrement modal autour de  $d=0.3$ , montrant ainsi une résonance raisonnablement isolée.

Les spectres doivent être décorrélés lorsque les maxima locaux s’évitent l’un l’autre, ce qui correspond visuellement à la longueur de corrélation calculée  $\lambda_\theta$ , indiquée par la flèche horizontale. Pour définir l’échelle de fréquence en cas de fort recouvrement modal, nous devons estimer



**FIGURE 5.25** – Spectre de transmission de puissance pour trois positions de brasseurs différentes  $\theta = 100^\circ$  en noir,  $\theta = 101^\circ$  en bleu et  $\theta = 102^\circ$ . En rouge, la dynamique des maxima est indiquée en courbe verte.

l'espacement moyen entre les maxima de transmission obtenue par Schroeder et Kuttruff [Schroeder et Kuttruff, 1962 ; Kuttruff, 2009] équation (5.8) valide pour  $d > 3$ . Si l'abscisse et l'ordonnée sont mises à l'échelle de manière appropriée, le comportement des arêtes des maxima  $f_{\max}(\theta)$  est similaire en ce qui concerne les distances des rencontres rapprochées et l'inclinaison par rapport à l'angle du brasseur, i.e.  $\frac{df_{\max}}{d\theta}$ . En utilisant la longueur de corrélation  $\lambda_\theta$  pour chacune de ces gammes de fréquences, par exemple, on peut choisir l'échelle de l'abscisse de ces tracés pour couvrir plusieurs longueurs de corrélation. On constate sur la figure 5.24 pour la gamme fréquentielle de 0,76 à 0,79 GHz qu'en divisant le nombre des échantillons  $N=360$  par la longueur de corrélation correspondante dans ce cas  $\lambda_\theta = 20$ , on trouve  $N_{ind}=18$ , qui correspond au calcul précédent basé sur le coefficient d'autocorrélation (voir exemple sur la figure 5.21). En procédant de la même manière pour les autres gammes de fréquences, on trouve respectivement  $N_{ind} = 360/5 = 72$  et  $N_{ind}=360/2,5=144$ , ce qui est comparable à nos résultats faits pour ces gammes avec la méthode de l'autocorrélation. L'échelle  $\lambda_\theta$  peut être considérée comme une échelle caractéristique quand on fait une étude statistique. Pour extraire cette échelle on a évidemment besoin de pouvoir suivre les maxima sur une distance supérieure. On remarquera que les maxima peuvent disparaître et qu'il n'existe pas de loi de conservation du nombre de maxima dans une gamme de fréquences.

Des études existent également dans le cas des systèmes ouverts [Bulgakov *et al.*, 2006] sur la dynamique des valeurs propres, mais dans le cas d'un recouvrement modal modéré ou important, les fréquences des modes propres ne sont pas directement liées aux maxima locaux que nous avons extraits ici.

La dépendance des valeurs propres en fonction d'un paramètre  $p$  a été étudiée de manière approfondie dans le cadre du *chaos quantique* [Haake, 2010 ; Stöckmann, 1999]. En définissant

## Chapitre 5. Études expérimentales en chambres réverbérantes complexes

---

une vitesse de niveau  $v_n = d\nu_n/dp$ , on distingue les perturbations globales et locales. En cas de perturbation globale dans une CRC la distribution de niveau des vitesses  $\nu_n$  est gaussienne [Simons et Altshuler, 1993], alors que pour les perturbations locales, montre une distribution de Bessel [Barth *et al.*, 1999]. Ce serait une autre possibilité pour caractériser la qualité du brassage. Dans le cas d'un système chaotique, les niveaux indiquent une traversée évitée, alors que dans le cas des systèmes intégrables, les niveaux vont se croiser [Haake, 2010 ; Stöckmann, 1999].

### 5.6 Conclusion

Dans ce chapitre consacré à la partie expérimentale à l'intérieur de notre CRC, nous avons exposé les paramètres impliqués dans le choix de la conception de la CRC, puis nous avons entamé la phase de détermination des dimensions de la CRC et celles de brasseur. D'une manière générale, les dimensions doivent être choisies, en satisfaisant une meilleure homogénéité du champ. Des mesures pour la caractérisation de la CRC ont permis d'une part, l'extraction de facteurs de qualité, le recouvrement modal et le temps de décroissance  $\tau$ . D'autre part les prédictions numériques de la réflexion et la transmission, à l'aide de la TMA sont en accord avec les courbes expérimentales, quoique les écarts soient visibles pour le cas ouvert.

Nous sommes partis de l'hypothèse faite par Schroeder et Kuttruff, dans les salles acoustiques, où ils ont trouvés que dans un régime fort recouvrement modal  $d > 3$ , il existe une relation entre l'espacement moyen et les maxima de transmission et le temps de décroissance de l'intensité. Comme la plupart des résultats obtenus ne dépendent pas de la nature spécifique de l'onde, nous avons par analogie, au domaine de l'EM, montré également que la relation reste valable dans ce contexte des chambres réverbérantes EM, même pour des valeurs de recouvrement modal  $d$  modérées.

Puis dans le cadre de l'étude de la corrélation et l'estimation de NIS, nous avons réalisé des mesures dans la CRC, pour plusieurs positions de brasseur, avec une résolution angulaire différente. Après extraction de NIS, la méthode d'interpolation linéaire pour un raffinement du NIS, a nettement amélioré le NIS par rapport aux méthodes citées dans les normes IEC. D'autre part à l'aide de modèle théorique de Hallbjörner pour la prédiction de NIS, sur une gamme de fréquences couvrant les expressions correspondantes à la géométrie de brasseur , petit brasseur et un grand brasseur. Nous avons proposé une estimation de NIS par interpolation avec deux facteurs ajustés compatibles, pour comparer cette nouvelle approche avec les NIS extraits par nos expériences.

## Conclusion générale

Ce travail est une synthèse des travaux effectués le long des trois années de thèse. Il porte sur l'étude expérimentale de transport micro-ondes dans un milieu complexe d'un point de vue d'une analyse statistique, pour une comparaison avec des prédictions théoriques et numériques. La première étape a consisté à étudier un dispositif expérimental pour mesurer la diaphonie entre deux lignes de transmission sur un PCB, à l'intérieur d'un milieu partiellement réverbérant et ouvert. Nous avons trouvé un accord entre les résultats expérimentaux et des prédictions numériques obtenues en utilisant la méthode des moments : ces derniers démontrent qu'il existe un courant non négligeable induit par la diaphonie entre les lignes imprimées et l'effet de l'environnement partiellement réverbérant. Cet étude permet de souligner l'importance de la prise en considération de l'effet de courant induit lors de la phase de conception des circuits imprimés.

Dans une deuxième étude, nous avons exploité les travaux qui ont été réalisés par notre équipe, qui a une expertise reconnue dans les ondes en milieux complexes (systèmes chaotiques ouverts), pour étudier et caractériser une chambre réverbérante chaotique conçue et réalisée au cours de ma thèse. Les anciens résultats de recherche dans ce contexte ont démontré que les cavités électromagnétiques chaotiques avec pertes constituent des systèmes modèles particulièrement riches pour l'étude du chaos ondulatoire. La chambre réverbérante chaotique que nous avons conçue et réalisée est constituée d'une cavité rectangulaire où nous avons introduit des calottes sphériques sur les parois.

Un résultat important est celui concernant des expériences réalisées en utilisant un champ électromagnétique à l'intérieur de la chambre réverbérante chaotique pour deux investigations qui s'intéressent à des objets physiques différents, la première concerne le comportement statistique de la chambre réverbérante chaotique d'un point de vue spectral et la deuxième investigation expose le comportement lié à la qualité du brassage.

Dans la première, au début nous avons focalisé nos investigations sur le dimensionnement de la chambre réverbérante chaotique (choix de la géométrie, volume, forme du brasseur, ajout de calottes), pour une amélioration des propriétés statistiques du champ dans la chambre réverbérante chaotique, pour des fréquences allant de la LUF et au delà de la LUF. Nous avons estimé certains paramètres comme le facteur de qualité, le recouvrement modal, le temps de décroissance, les coefficients de couplage d'antennes associés à différentes gammes de fréquences. Puis nous avons appliqué le formalisme de l'hamiltonien effectif associé à la théorie des matrices aléatoires pour



## Chapitre 6. Conclusion générale

---

prédire le comportement statistique du champ de notre chambre réverbérante chaotique. Ensuite, nous avons comparé les résultats numériques et expérimentaux. Puis nous nous sommes intéressés à mettre en œuvre l'application de propriétés valides dans le domaine de l'acoustique des salles et de les transposer dans le domaine des chambres électromagnétique. Nous avons montré qu'il est possible de vérifier dans la chambre réverbérante chaotique la relation entre l'espace-temps fréquentiel moyen des maxima de transmission et le temps de décroissance, pour un régime de fort recouvrement modal, relation prédite par Schröder et Kuttruff pour les salles acoustiques.

La deuxième investigation quant à elle est plus appliquée et orientée dans le domaine des normes internationales de la compatibilité électromagnétique. Dans cette étude, la façon dont on génère des statistiques consiste à utiliser un brassage mécanique, pour faire varier la forme de la cavité, les antennes étant polarisées différemment pour réduire l'effet de la transmission directe (entre les deux). Les modifications du champ résultant du brassage de modes doivent être suffisamment importantes, afin d'avoir des réalisations indépendantes. Dans le cadre de la compatibilité électromagnétique, l'efficacité du brasseur est estimé par le calcul du coefficient de corrélation entre les différentes réalisations. Nous avons développé une nouvelle méthode pour l'estimation du nombre d'échantillons non corrélés, à l'intérieur de la chambre réverbérante chaotique. Finalement nous avons proposé une perspective pour l'estimation du nombre des échantillons indépendants, basée sur l'échelle caractéristique de la dynamique des maxima en fonction de l'angle du brasseur, échelle qui est similaire à celle basée sur le calcul de la fonction d'autocorrélation.

Par ailleurs, j'ai également consacré une partie de mes travaux à mesurer la transmission des antennes patch, cette partie n'étant décrite que dans les annexes A et B. Nous avons vérifié le comportement des fluctuations et la stabilité de la transmission de ces antennes, pour différentes configurations dans des environnements différents, à l'intérieur de la chambre réverbérante chaotique et dans un milieu peu réverbérant. Dans toutes les configurations, les estimations théoriques déduites de la théorie des matrices aléatoires donnent dans l'ensemble des bons résultats, pour l'estimation de la stabilité de la transmission.

J'ai démontré, par l'ensemble de mes travaux, l'importance de prendre en compte dans la description de cette cavité chaotique l'utilisation des outils statistiques issus de la théorie des matrices aléatoires, pour décrire à la fois les statistiques spectrales et spatiales de ce système chaotique.

## Antenne Patch avec plafond métallique à l'intérieur de la CRC

Nous allons présenter quelques résultats des mesures effectuées par des antennes patchs dans un milieu complexe, avec différentes configurations :

- dans l'espace libre
- à l'intérieur de la CRC avec différentes ouvertures  $h$  de la cavité

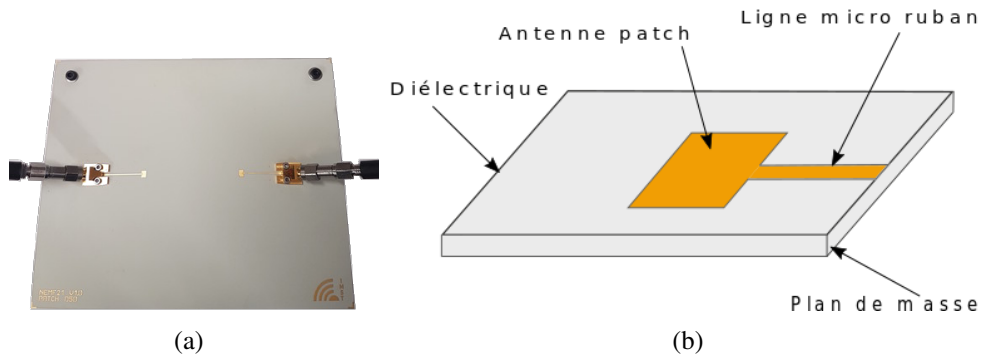
### A.1 Mesures effectuées à l'aide d'antenne patch

Lorsque la fréquence de fonctionnement atteint des ondes millimétriques, la taille des circuits radiofréquences (RF) et des antennes diminue. La fabrication de ces circuits RF et d'antennes de petite taille sur des cartes de circuit imprimé est réalisable avec des précisions jusqu'à  $1 \mu\text{m}$ . Quand les antennes à ondes millimétriques sont implémentées, il peut y avoir des différences entre les résultats simulés et mesurés en raison d'une modélisation de faible précision en simulation, une incertitude de la constante diélectrique du substrat utilisé, tolérance de fabrication, ou par erreurs d'étalonnage et de système de mesure.

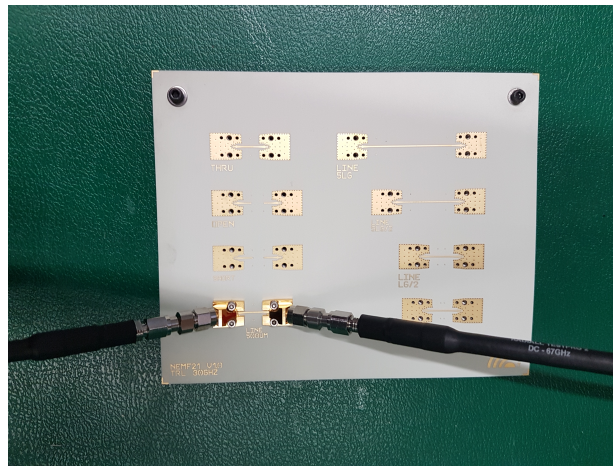
L'antenne utilisée est de type patch appelée aussi l'antenne plaquée (figure A.1(a)), ce sont des antennes récemment développées et ayant une utilisation très fréquente dernièrement, les éléments caractéristiques de cette antenne sont donnés sur la figure A.1(b). Elle est constituée d'un plan de masse sur une face, d'un substrat diélectrique, sur l'autre face, une surface métallique excitée par un courant surfacique transmis via la ligne micro ruban, pour permettre à l'antenne de rayonner.

L'antenne est conçue sur le substrat Rogers RO3003 avec une permittivité de  $\epsilon_r=2,66$ , avec un diélectrique d'épaisseur  $254 \mu\text{m}$ . L'antenne est optimisée pour fonctionner à 30 GHz. Les valeurs initiales de  $L = 2520 \mu\text{m}$  (longueur de résonance),  $W=3435 \mu\text{m}$  (largeur de patch). L'excitation se fait grâce à la ligne micro ruban.

Afin d'étalonner le VNA, nous avons choisi d'utiliser la méthode d'étalonnage TRL (Thru-Reflect-Line en anglais) [Sivarajan, 2010]. Son principe consiste à fabriquer un kit sur lequel on imprime, une ligne de petite longueur notée Thru, un court-circuit noté Short, un circuit ouvert noté Open sur l'échantillon en plus de la ligne à caractériser (figure A.2). Dans la section suivante,



**FIGURE A.1** – (a) Photo antenne patch (b) schéma des différents éléments constituant une antenne patch



**FIGURE A.2** – Kit d'étalonnage TRL utilisé lors des mesures.

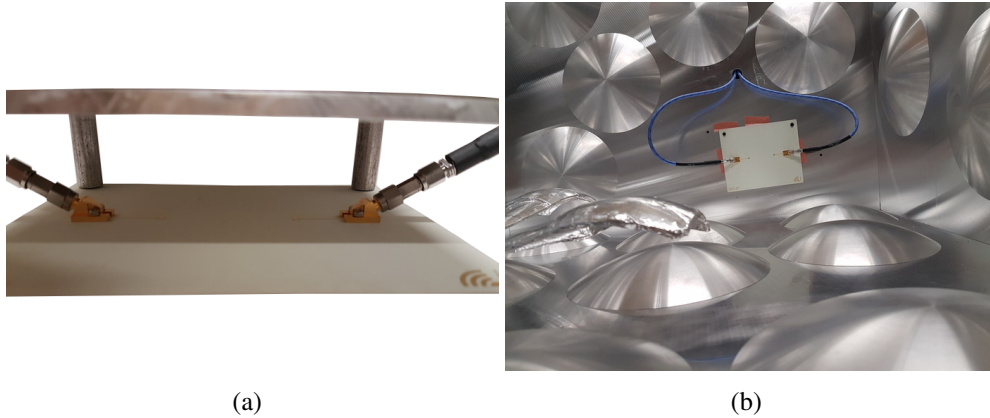
nous allons voir le résultat des différentes mesures effectuées.

## **A.2 Distribution de transmission**

Notre partenaire IMST a conçu et a produit des PCB avec une possibilité d'avoir différentes configurations d'antennes (des distances différentes entre antenne émettrice et réceptrice, plusieurs antennes i.e. aspect MIMO). Nous avons placé ces PCB à l'intérieur de notre CRC (voir figure A.3 (à droite)) et nous avons effectué les premières mesures de test.

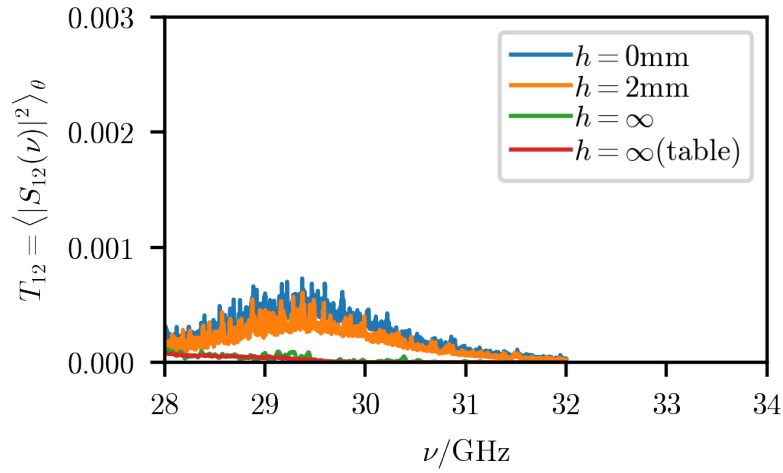
Dans un premier temps, nous avons utilisé un plafond métallique au-dessus de PCB (figure A.3(a)), pour étudier l'influence de la réflexion des ondes par le plafond sur la transmission entre les deux antennes. Ensuite, nous avons inséré les antennes patch à l'intérieur de notre CRC, avec des ouvertures différentes de celle-ci et selon différents pas de brasseur (figure A.3(b)), afin de vérifier le comportement de la transmission entre ces deux antennes, dans ces conditions.

Nous avons mesuré la sensibilité de la transmission dans un milieu peu ou très réverbérant, la figure A.4 montre ses fluctuations de la transmission dans ces environnements. Nous constatons que l'ajout de plafond métallique, a un effet sur l'amélioration de la transmission grâce à la réflexion sur le métal (interférences constructives), ce qui permet de perturber le couplage entre

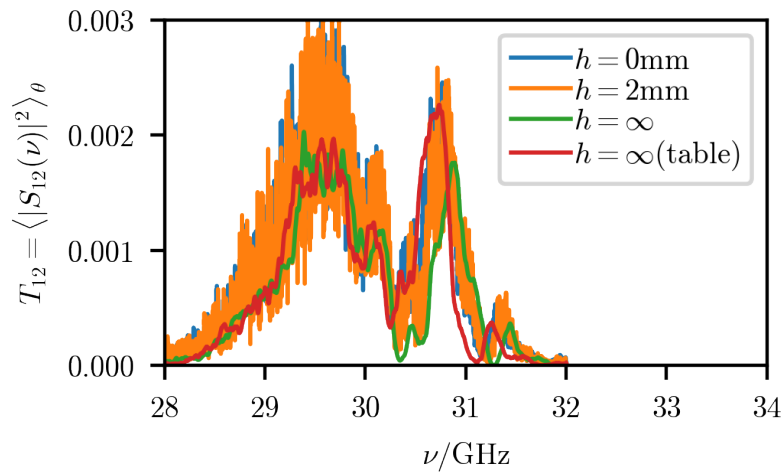


**FIGURE A.3** – (a) Photo du PCB et deux antennes patch produits par IMST avec le plafond au-dessus fixé à une hauteur  $H = 30$  mm du plan des antennes, (b) le PCB sans plafond métallique à l'intérieur de la CRC, y compris le brasseur.

les deux antennes. Dans la CRC les fluctuations de la transmission sont beaucoup plus fortes que dans le cas d'espace libre, car on est dans un environnement fortement réverbérant, surtout pour les deux ouvertures  $h=0$  mm, et  $h=2$  mm, tandis que dans le cas où on ouvre complètement la CRC i.e. sans aucune plaque supérieure  $h = \infty$ , on s'approche en moyennant sur toutes les positions de brasseur du cas de l'espace libre, seules de très petites variations sont visibles. On peut bien le visualisé sur la figure (A.5) en faisant un zoom sur la fréquence opérationnelle.

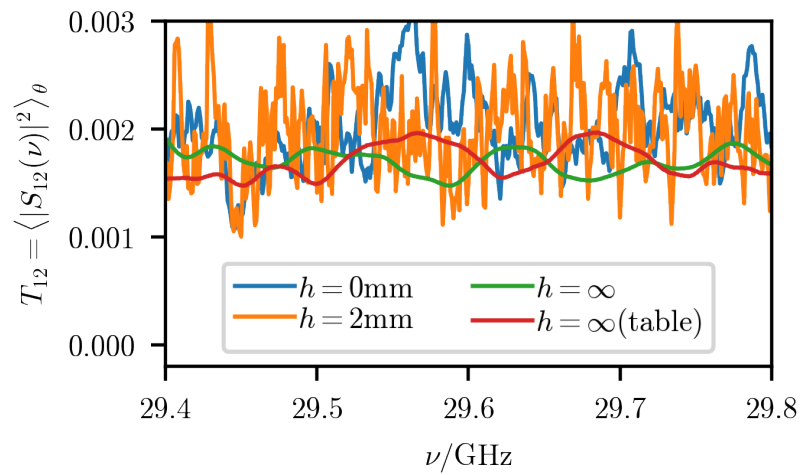


(a)



(b)

**FIGURE A.4** – (a) Résultat de mesure de la transmission  $S_{12}$  entre les deux antennes sans le plafond métallique, et avec trois ouvertures différentes  $h$  de la CRC pour une rotation complète de brasseur, le cas  $h = \infty(\text{table})$  désigne le cas des deux antennes dans l'espace libre (b) même principe sauf que cette fois on a déposé le plafond métallique au-dessus des antennes.



**FIGURE A.5** – Zoom de la figure (A.4) sur la partie de la fréquence opérationnelle de l’antenne.



## Antennes Patch avec aspect MIMO dans un environnement réverbérant en présence d'obstacles

Dans cette section, nous étudions expérimentalement la configuration MIMO de l'antenne patch utilisée dans A, avec cette fois l'introduction des obstacles (Circuit intégré (BIOS), boîtiers de forme rectangulaire sur une carte électronique), entre les deux antennes d'émission et de réception, pour illustrer les différents phénomènes rencontrés dans une communication sans fil réel, avec et sans visibilité directe et dans des régimes de perte élevée et faible. Ceux-ci ont été pris en considération à l'intérieur de notre CRC conçue et construite dans le but d'avoir un environnement complexe. Les mesures et résultats présentés concernent des antennes patch séparées par une distance de  $d=50$  mm avec une plaque au-dessus du plan PCB à  $h=30$  mm. dans les configurations suivantes :

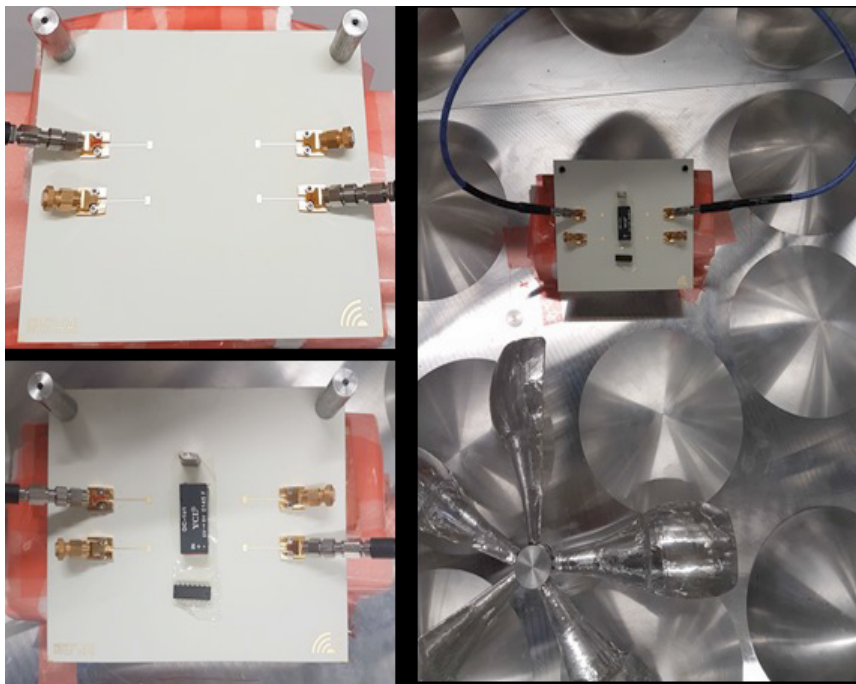
1. Le PCB sans plafond et aucun boîtier placé entre les deux antennes patch.
2. Le PCB avec plafond situé à  $h = 30$  mm au dessus des deux antennes patch, sans le boîtier entre les antennes.
3. Le PCB avec le plafond à  $h = 30$  mm et le boîtier placé entre elles dans le chemin de visibilité direct (LOS).
4. Le PCB avec un plafond à  $h = 30$  et l'obstacle est placé entre les deux antennes, non pas dans la le chemin de visibilité direct (NLOS).

Les quatre configurations sont illustrées sur la figure B.1. Sur la figure B.2, nous présentons les résultats pour les mesures d'antennes patch dans la CRC fermée. Les histogrammes correspondent à la distribution de la transmission  $S_{21}$  mesurée pour différentes configurations, les courbes en trait plein sont prédites par la distribution théorique (voir section D.1) pour les statistiques des fluctuations avec un signal LOS direct prépondérant. Dans les différentes configurations, les paramètres sont ajustés en utilisant l'équation (D.3), en utilisant la méthode d'estimateurs au maximum de vraisemblance sur les données expérimentales.

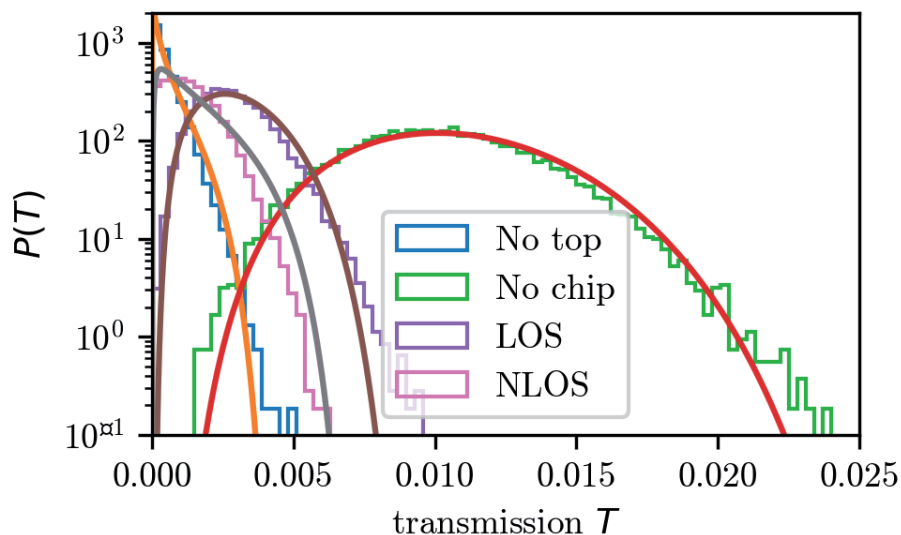
Les prédictions théoriques suivent bien dans l'ensemble les résultats de l'histogramme expérimental, sauf dans les bords où on a des petites déviations qui apparaissent. On note également que la transmission dans le cas où le boîtier est placé en LOS est plus grande que celle obtenue dans le cas du boîtier placé hors du LOS. Dans tous les cas, l'estimation donne de bons résultats et devrait être suffisante pour estimer la stabilité de la transmission.



## Annexe B. Antennes Patch avec aspect MIMO dans un environnement réverbérant en présence d'obstacles



**FIGURE B.1** – Photographies des différentes configurations  $2 \times 2$  MIMO. (En haut à gauche) absence de boîtier placé sur le PCB. (En bas à gauche) mesure avec boîtier et BIOS placés sur le plan du PCB dans le chemin LOS entre les antennes. Sur les photos on place des impédances  $50 \Omega$  sur les ports d'entrées des 2 antennes pour chacune des mesures jusqu'à l'obtention des 16 paramètres de la matrice  $S$ .



**FIGURE B.2** – Distribution de transmission pour les deux d'antennes patch à l'intérieur du CRC fermée dans la gamme de fréquences de 29,5-29,55 GHz : (No top) sans plafond (No chip) avec plafond, mais sans obstacle placé sur PCB (LOS) avec plafond et le boîtier placé dans le chemin de vision direct des deux antennes patch, (NLOS) avec le plafond, mais la puce placée dans un chemin où y a pas de visibilité directe entre antennes. Les lignes continues sont les distributions théoriques présentées dans la D.1 en utilisant un estimateur du maximum de vraisemblance pour les données expérimentales.



## Lois de distribution usuelles

### C.1 Loi de Rayleigh

La distribution de Rayleigh correspond généralement au cas idéal, en absence de chemin directe, le signal complexe reçu est constitué de multitrajets indirects ayant des amplitudes et phases aléatoires. Aucun trajet n'est pas dominant, l'enveloppe de ce signal suit une loi de Rayleigh défini par sa fonction de densité donné par l'équation :

$$P(r) = \frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right), r \geq 0, \quad (\text{C.1})$$

où  $r$  est l'enveloppe du signal complexe reçu et  $\sigma$  est l'écart type de la partie réelle ou de la partie imaginaire du signal. La distribution de Rayleigh a les propriétés données par :

— Valeur moyenne :

$$E\{r\} = \sigma \sqrt{\frac{\pi}{2}}. \quad (\text{C.2})$$

— Valeur quadratique moyenne :

$$E\{r^2\} = 2\sigma^2. \quad (\text{C.3})$$

— Variance :

$$E\{r^2\} - E\{r\}^2 = 2\sigma^2 - \sigma^2 \frac{\pi}{2} = 0.429 \sigma^2. \quad (\text{C.4})$$

— Valeur de la médiane :

$$r_{50} = \sigma \sqrt{2 \ln 2} = 1.18 \sigma. \quad (\text{C.5})$$

— position de maximum de la fonction de densité de probabilité à  $r = \sigma$

Sa fonction de densité de probabilité ne possède pas de symétrie par rapport à sa moyenne comme la loi normale, pour caractériser la distribution de Rayleigh, il suffit de connaître sa moyenne.

Pour émuler un environnement Rayleigh dans la CR, les deux antennes sont placées de manière à être dirigées chacun vers un brasseur de chaque côté de la CR, ce qui réduit fortement d'avoir un chemin direct entre l'antenne émettrice et réceptrice.

## C.2 Loi de Rice

La plupart du temps dans d'autres situations, il existe un trajet direct (LOS) entre l'émetteur et le récepteur ou plus généralement il y a plusieurs trajets indirects et un LOS plus dominant que les autres. Ce type de canal a été étudié par Rice [Papoulis et Pillai, 2002 ; Vucetic et Yuan, 2003], la densité de probabilité de signal complexe reçu obéit à la distribution de Rice donnée par :

$$P(r) = \frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2 + r_d^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{rr_d}{\sigma^2}\right), r \text{ et } r_d \geq 0, \quad (\text{C.6})$$

où  $r_d$  est l'amplitude du trajet direct (ou du signal dominant) et  $I_0$  représente la fonction de Bessel modifiée de premier type et d'ordre zéro. On remarque que pour  $r_d = 0$ , on retrouve la distribution de Rayleigh. Cette loi possède des propriétés suivantes :

— La valeur moyenne :

$$E\{r\} = \sigma \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp\left(\frac{-r^2}{4\sigma^2}\right) \left[ \left(1 + \frac{r^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{r^2}{4\sigma^2}\right) + \frac{r^2}{4\sigma^2} + I_1\left(\frac{r^2}{4\sigma^2}\right) \right]. \quad (\text{C.7})$$

— La valeur quadratique moyenne :

$$E\{r^2\} = 2\sigma^2 + r^2. \quad (\text{C.8})$$

— La variance :

$$E\{r^2\} - E\{r\}^2. \quad (\text{C.9})$$

Pour émuler un environnement de Rice dans une CR, les deux antennes sont ajustées de manière à être copolarisées et placées en face à face dans une telle configuration, on s'assure d'avoir un LOS fort entre les deux antennes. Pour vérifier la présence ou l'absence d'un LOS, il est nécessaire de définir le paramètre facteur  $K$ , qui caractérise un environnement de Rice.

## C.3 Loi de Weibull

En Théorie des probabilités, une variable aléatoire  $X$  continue suit une loi de Weibull de paramètres  $\lambda$  et  $\gamma$  tous positifs, si sa fonction densité de probabilité prend l'expression suivante :

$$f_X(x) = \lambda x^{\gamma-1} e^{-\lambda x^\gamma/\gamma}, \text{ avec } x \in \mathbb{R}^+, \gamma > 0 \text{ et } \lambda > 0, \quad (\text{C.10})$$

le paramètre  $\lambda$  correspond au paramètre d'échelle et  $\gamma$  est le paramètre de forme.

— Dans le cas de  $\gamma = 2$ , alors la loi de distribution de Weibull devient une loi de Rayleigh.

— Dans le cas  $\gamma = 1$ , la loi de distribution de Weibull devient une loi exponentielle.

Cette loi modélise mieux le comportement de la distribution de la composante rectangulaire du champ  $E$  mesuré à l'intérieur d'une CR [Lemoine, 2008].

## Comparaison entre les statistiques de Rice et la prédiction du modèle à un seul niveau

### D.1 Modèle à un seul niveau

Dans notre cas le canal de transmission est caractérisé par une matrice  $S$  non diagonal. Pour décrire les fluctuations résultant d'une combinaison, entre une transmission établie provoquée par un seul niveau d'énergie  $\epsilon_0$  (ou fréquence de travail) et un environnement complexe modélisé à l'aide de la TMA. Le modèle étudié est illustré sur la figure D.1.

La figure schématise l'approche utilisée, basée sur un niveau d'énergie fixe, pour connecter deux antennes par exemple dans un problème de diffusion. Le niveau d'énergie introduit assure une amélioration de la transmission entre les deux antennes. On considère une communication entre deux ports (présence de LOS) très fréquent dans la plupart des expériences, se produit par une seule résonance caractérisée par l'énergie  $\epsilon_0$  et sa largeur  $\Gamma_0$ . L'état en question est couplé à  $H_{GOE}$  qui représente l'influence de l'environnement complexe réverbérant. Ce modèle permet un traitement beaucoup plus large et une approche non perturbative pour quantifier les fluctuations de la transmission ainsi que diverses densités de probabilité conjointe [Savin, 2018 ; Savin *et al.*,



**FIGURE D.1** – Schéma de modèle Hamiltonien, le seul niveau  $\epsilon_0$  est couplé aux canaux de diffusion et le background chaotique  $H_{GOE}$  conduisant respectivement aux taux de décroissances  $\Gamma_0$  et  $\Gamma_{\downarrow}$ . Les états  $H_{GOE}$  ne sont pas directement connectés aux canaux, ils peuvent avoir un uniforme élargissement  $\Gamma_{abs}$  pour tenir compte des pertes homogènes.

## Annexe D. La prédiction du modèle à un seul niveau

2017]. L'Hamiltonien est donné par :

$$H = \begin{pmatrix} \epsilon_0 & V^T \\ V & H_{GOE} \end{pmatrix} \quad (\text{D.1})$$

où  $V$  responsable de couplage background, indiqué sur la figure D.1 par  $\Gamma_{\downarrow}$ , la matrice aléatoire orthogonale gaussienne  $H_{GOE}$  de taille  $N$  est utilisée pour décrire le background chaotique noté par  $H_{GOE}$  et les couplages d'antennes sont donnés par la matrice

$$A^T = \begin{pmatrix} a & 0 & \dots & 0 \\ b & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{D.2})$$

Ce modèle permet d'écrire la distribution de transmission  $P(T)$  en fonction d'une fonction bien connue  $\mathbb{P}_0$  de la théorie de la diffusion générale avec absorption uniforme [Fyodorov et Savin, 2004 ; Savin *et al.*, 2005].

$$\mathcal{P}_{\gamma}(T) = \frac{1}{2\pi\eta^2 T^2 - \xi} \int_0^{\infty} \frac{dp(1+p)}{\sqrt{p[p + 2/(1 + \sqrt{T})]}} \times \mathbb{P}_0 \left( \frac{1 + \nu^2 + p(1 + \xi^2)}{2\nu} \right). \quad (\text{D.3})$$

En raison du couplage avec les états compliqués environnants, le canal de transmission s'étend sur background avec une vitesse donnée par la largeur  $\Gamma_{\downarrow}$ . La compétition entre les deux mécanismes de désintégration est naturellement contrôlée par le rapport  $\eta = \frac{\Gamma_{\downarrow}}{\Gamma_0}$ . Dans la suite nous allons faire une comparaison entre la prédiction basée sur l'équation (D.3) et les données expérimentales.

L'affaiblissement de canal de Rice peut s'écrire à l'aide des deux paramètres  $K$  et  $\Omega$  :

- $K$  : rapport entre la puissance du trajet direct et la puissance des multitrajets.
- $\Omega$  : puissance totale des deux trajets,  $\Omega = \nu^2 + 2\sigma^2$  et agit comme facteur de mise à l'échelle pour la distribution

L'amplitude de signal reçu  $R$  est distribué selon Rice avec les paramètres :

$$\nu^2 = \frac{K\Omega}{1+K}, \quad \sigma^2 = \frac{\omega}{2(1+K)}. \quad (\text{D.4})$$

La densité de probabilité d'une distribution de Rice est :

$$f(x) = \frac{2(K+1)x}{\Omega} \exp\left(-K - \frac{(k+1)x^2}{\Omega}\right) I_0\left(2\sqrt{\frac{K(K+1)}{\Omega}}x\right), \quad (\text{D.5})$$

avec  $I_0$  est la fonction de Bessel modifiée de 1<sup>ère</sup> type à l'ordre zéro. Plusieurs méthodes permettent d'avoir  $K$  et  $\Omega$ , la méthode des moments pour l'estimation de facteur de Rice  $K$  et la méthode proposée dans la section (D.1) pour le calcul direct de facteur de Rice directement à partir du modèle à un seul niveau.

Pour obtenir les paramètres de modèle à un seul niveau  $\gamma$  et  $\eta$  à partir de données expérimentales, il est possible d'ajuster les données mesurées à l'aide de l'équation (D.3) ou suivre une



**FIGURE D.2** – Deux antennes cornet en visibilité direct et même polarisation à l’intérieur de la CRC.

approche du maximum de vraisemblance. Ce dernier donne les valeurs estimées,

$$\gamma = \frac{2}{\sqrt{\frac{B}{A}} - 1} \quad ; \quad \eta \approx \sqrt{\frac{A}{B}}, \quad (\text{D.6})$$

où  $A$  et  $B$  découlent des données expérimentales sous forme de moyennes :

$$A = \ll \frac{1 - \sqrt{T}}{\sqrt{T}} \gg \quad B = \ll \frac{\sqrt{T}}{1 - \sqrt{T}} \gg . \quad (\text{D.7})$$

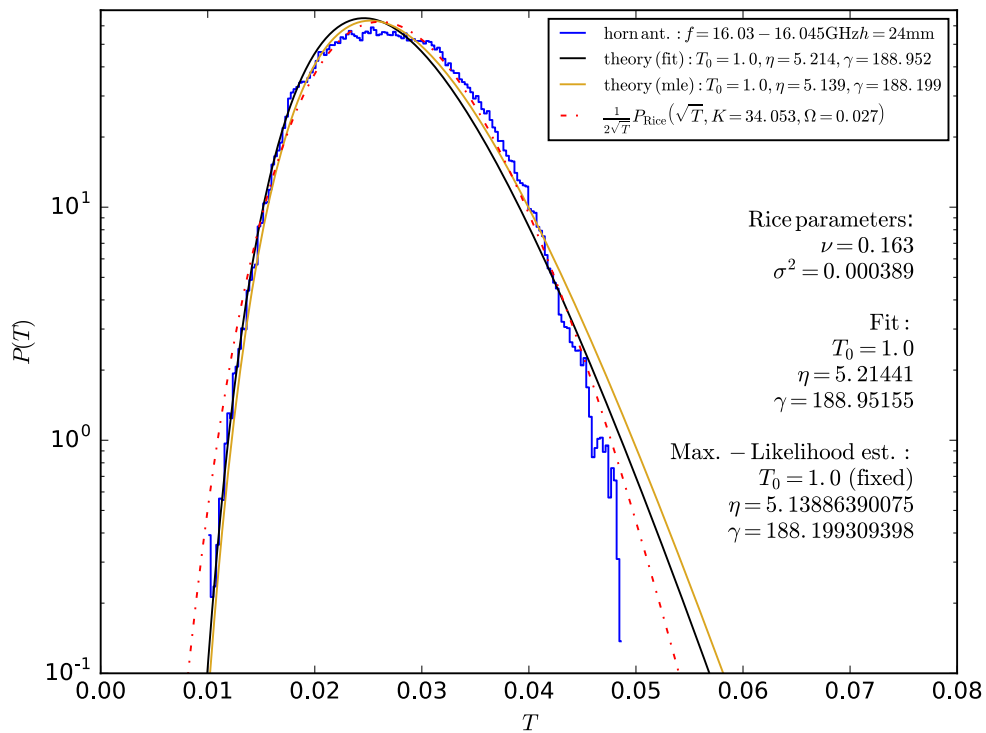
### Description de l’expérience et résultat

L’objectif est d’avoir une liaison directe entre l’émetteur et le récepteur, nous avons placé deux antennes cornets (émetteur et récepteur) en vision directe afin d’imiter une communication directe et même polarisation, fixées sur un support en polystyrène à l’intérieur de la CRC. Les mesures sont réalisées par deux antennes de type cornet large bande (séries PNR 62-442-6). Les mesures ont été réalisées dans la bande 12,4-18,0 GHz avec un pas en fréquence de 5 kHz et un pas angulaire de 0,25 sur un tour complet de brasseur, la position des deux antennes dans la chambre est illustrée sur la figure D.2.

Les valeurs estimées pour  $\gamma$  et  $\eta$  sont calculées à partir des données de spectre de transmission  $T = |S_{21}|^2$ , pour la gamme de fréquences 16,00-16,10 GHz, à l’aide de la méthode d’estimation de maximum de vraisemblance.

Le plafond a été placé avec un petit espace  $h = 24$  mm en dessus de la CRC pour augmenter l’absorption de  $\Gamma_{abs}$ . Les résultats sur la figure D.3 montre que la distribution de la transmission expérimentale est reproduite parfaitement, par les prédictions prédites par Rice et la méthode basée sur le modèle à un seul niveau.

L’histogramme en bleu montre la distribution des valeurs  $S_{21}$  entre 16,03-16,045 GHz en prenant en compte toutes les positions de brasseur, l’histogramme en rouge montre la distribution

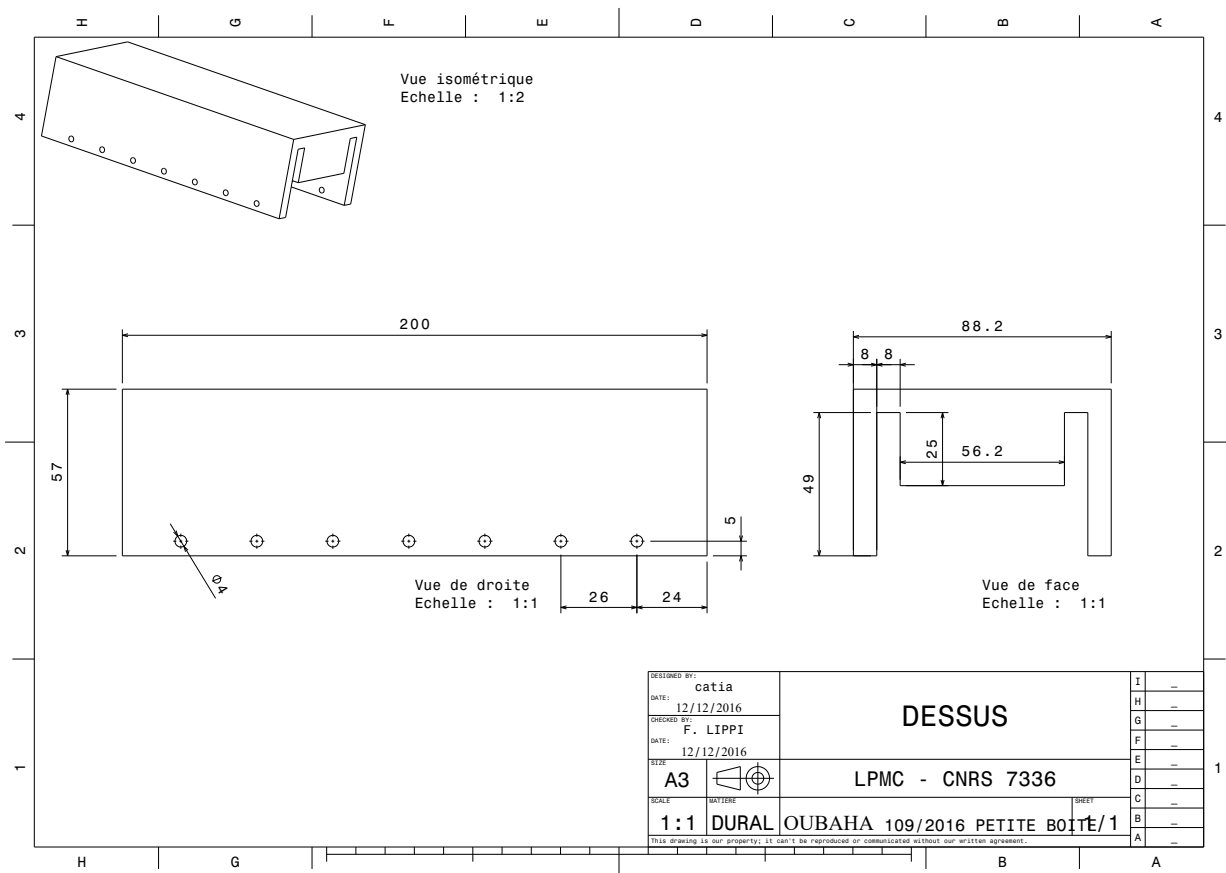


**FIGURE D.3** – Distribution de la transmission entre deux antennes cornet, à l’intérieur de la CRC pour émuler une communication directe à l’intérieur d’un milieu complexe.

de la transmission suivant Rice et en jaune montre la distribution de  $S_{21}$  pour selon *mle* avec un ajustement en utilisant  $T_0=1$ ,  $\eta=5$ ,  $\gamma=188$ .



## Dessins techniques des pièces constitutives de la cavité



**FIGURE E.1** – Vue de dessus de la petite cavité.



## Annexe E. Dessins techniques des pièces constitutives de la cavité

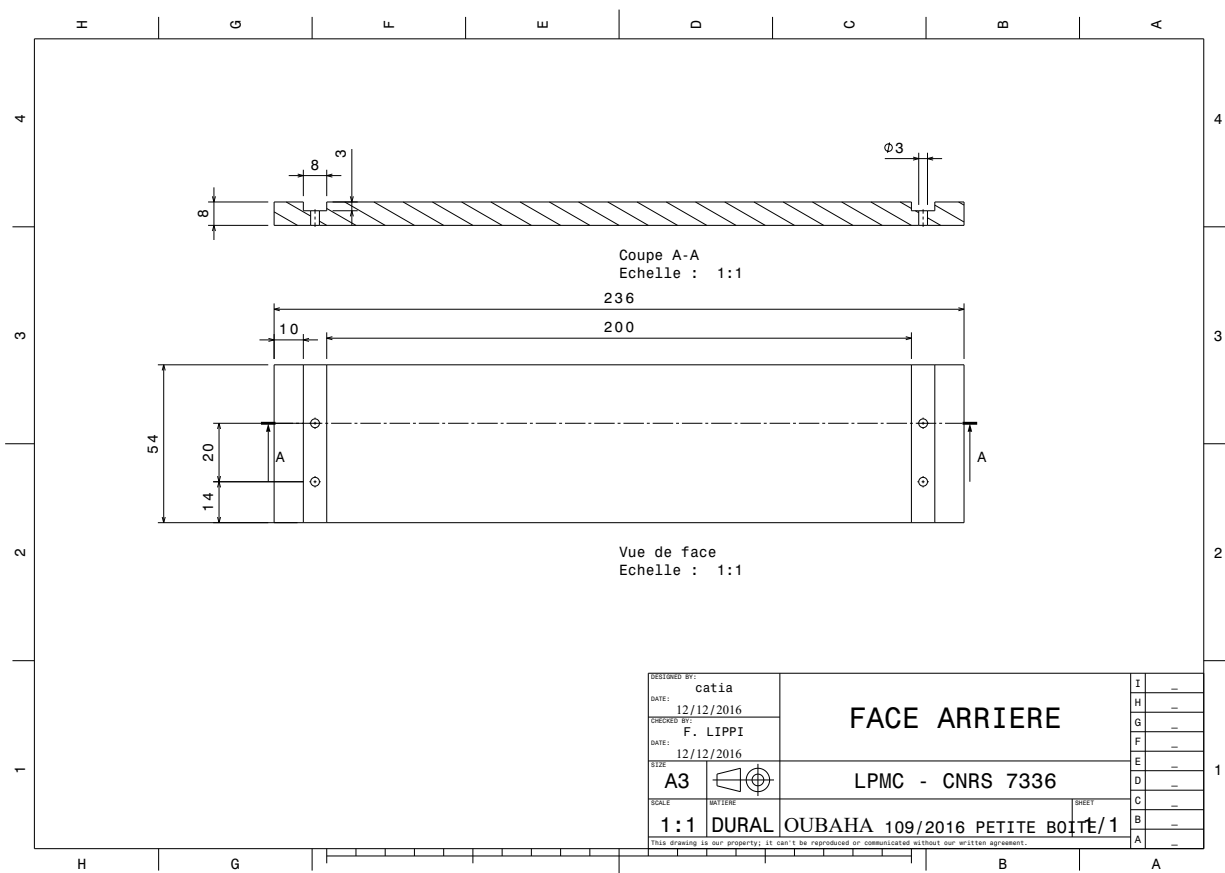
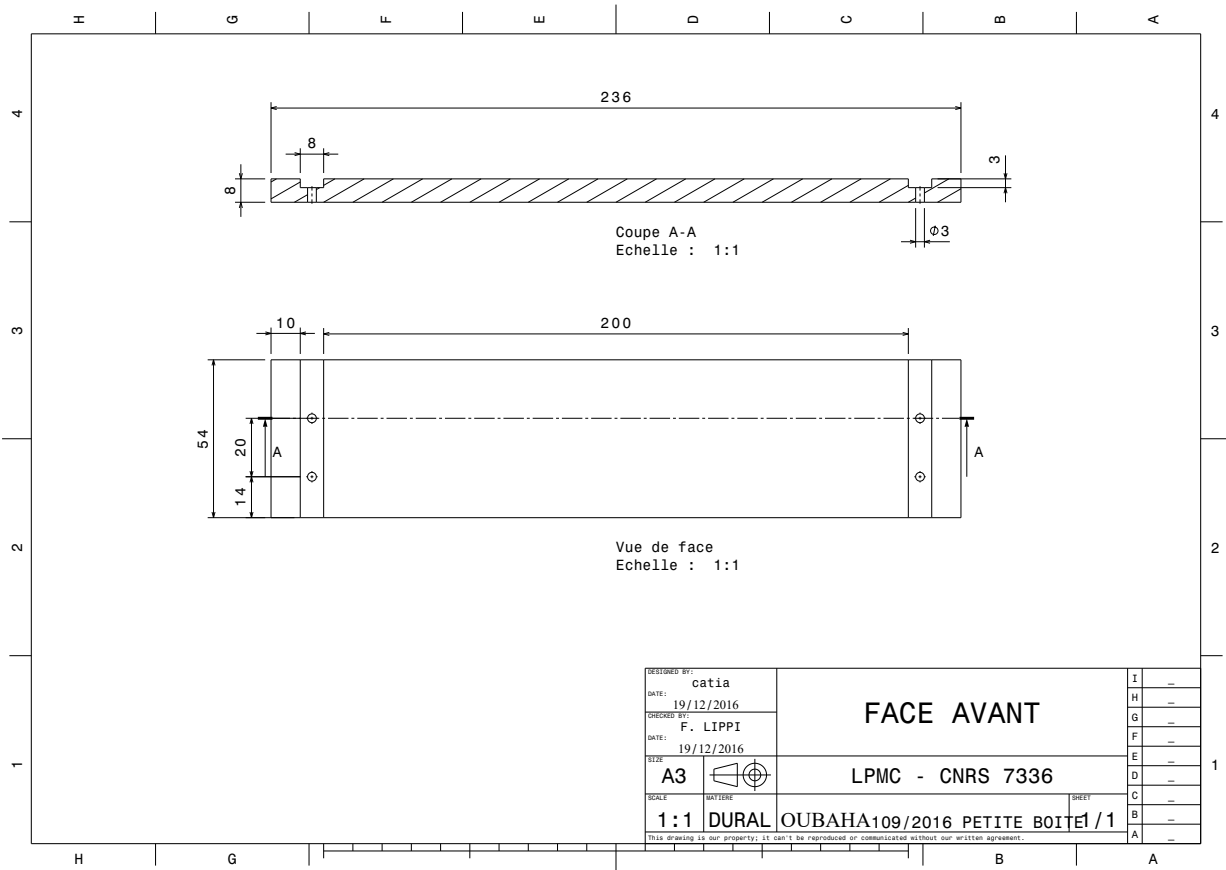


FIGURE E.2 – La face arrière de la petite cavité.



**FIGURE E.3** – La face avant de la petite cavité.

## Annexe E. Dessins techniques des pièces constitutives de la cavité

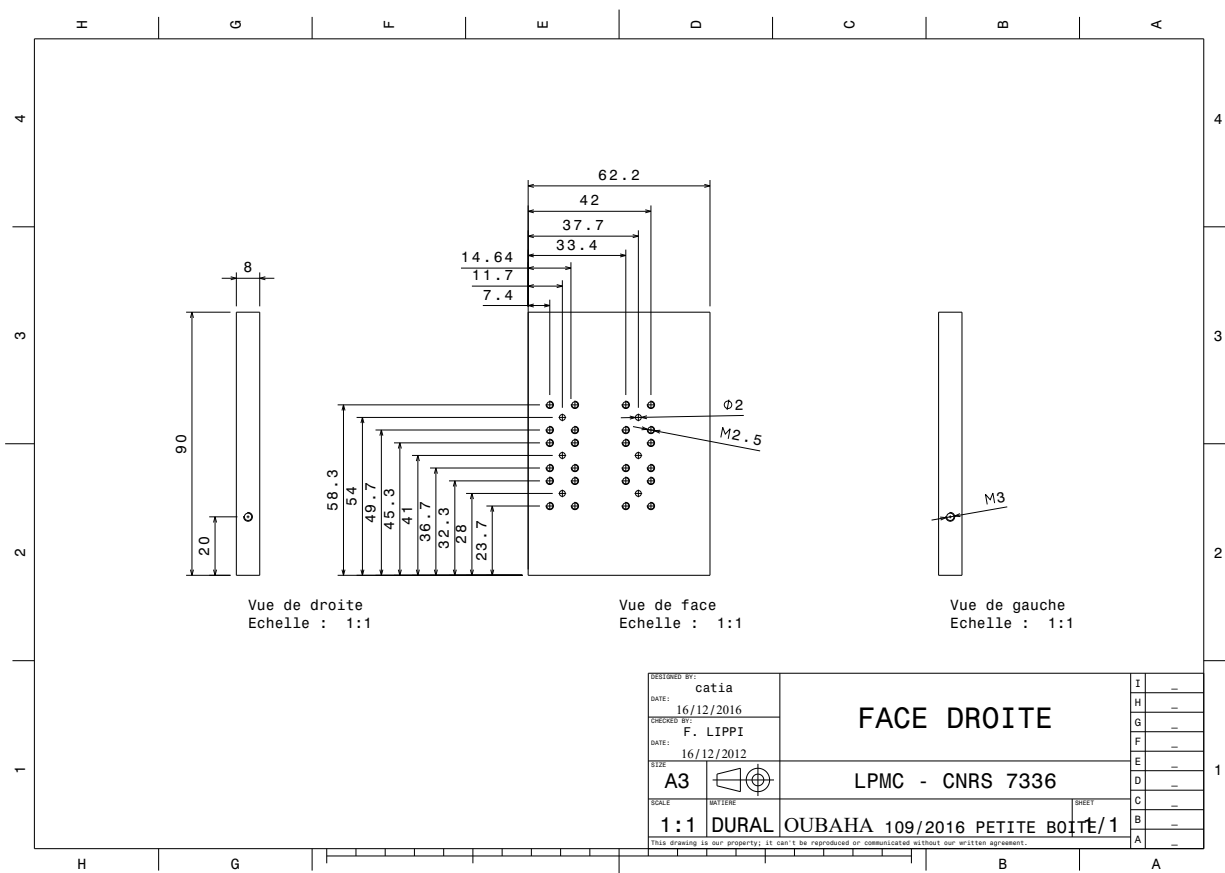
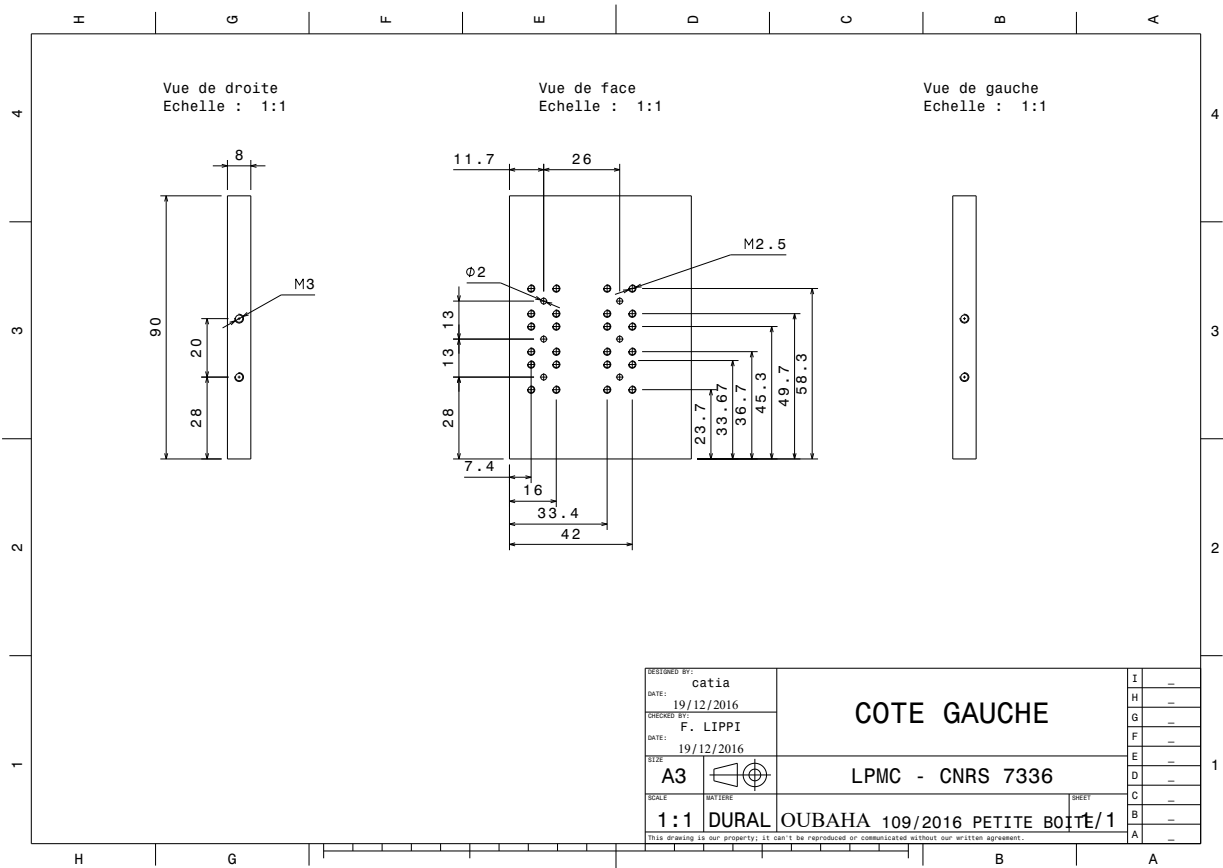
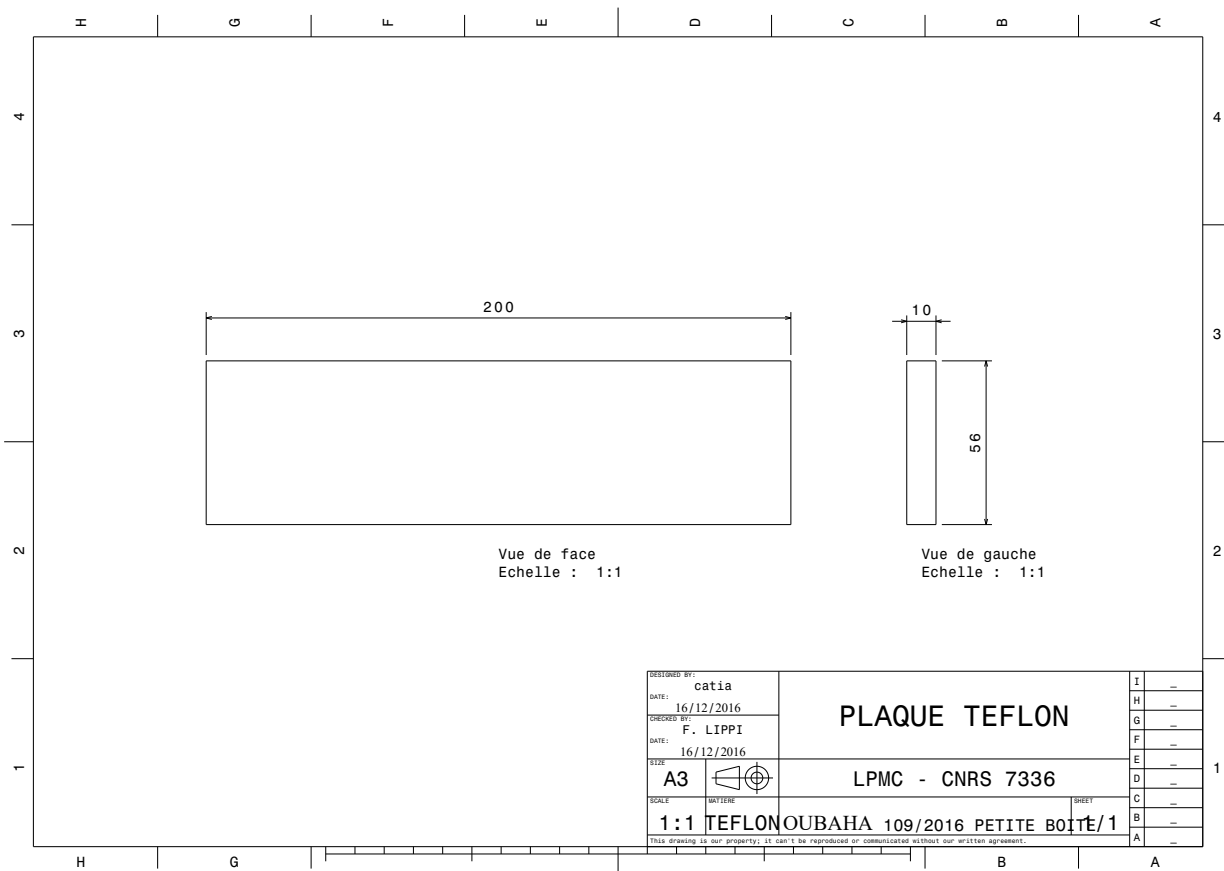


FIGURE E.4 – La face droite de la petite cavité.



**FIGURE E.5** – Le coté gauche de la petite cavité.

## Annexe E. Dessins techniques des pièces constitutives de la cavité



**FIGURE E.6** – Dimension de la plaque de téflon.

*F*

**Dessins techniques des pièces constitutives de la  
chambre réverbérante**

# Annexe F. Dessins techniques des pièces constitutives de la chambre réverbérante

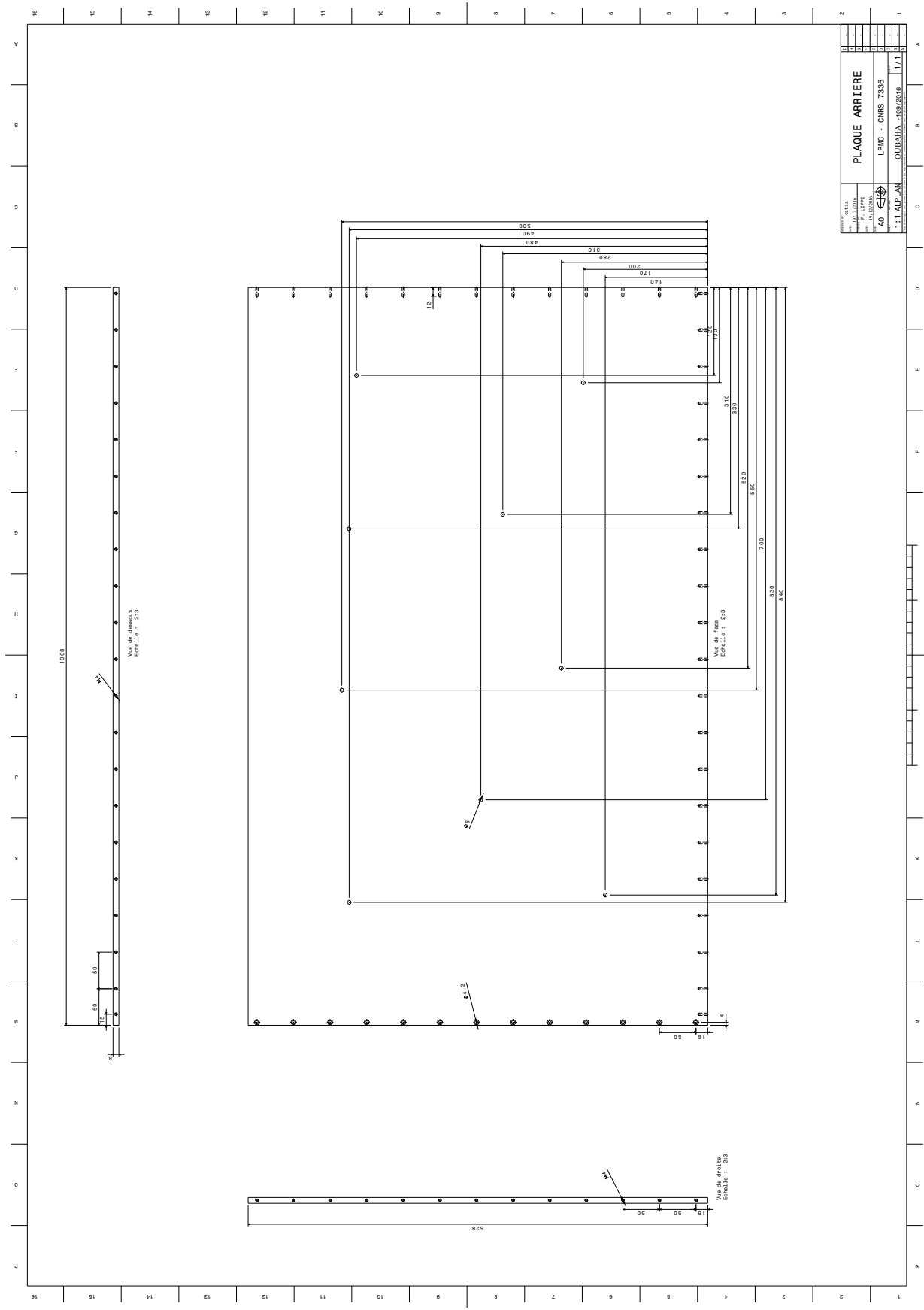


FIGURE F.1 – La plaque arrière de la chambre réverbérante.





# Annexe F. Dessins techniques des pièces constitutives de la chambre réverbérante

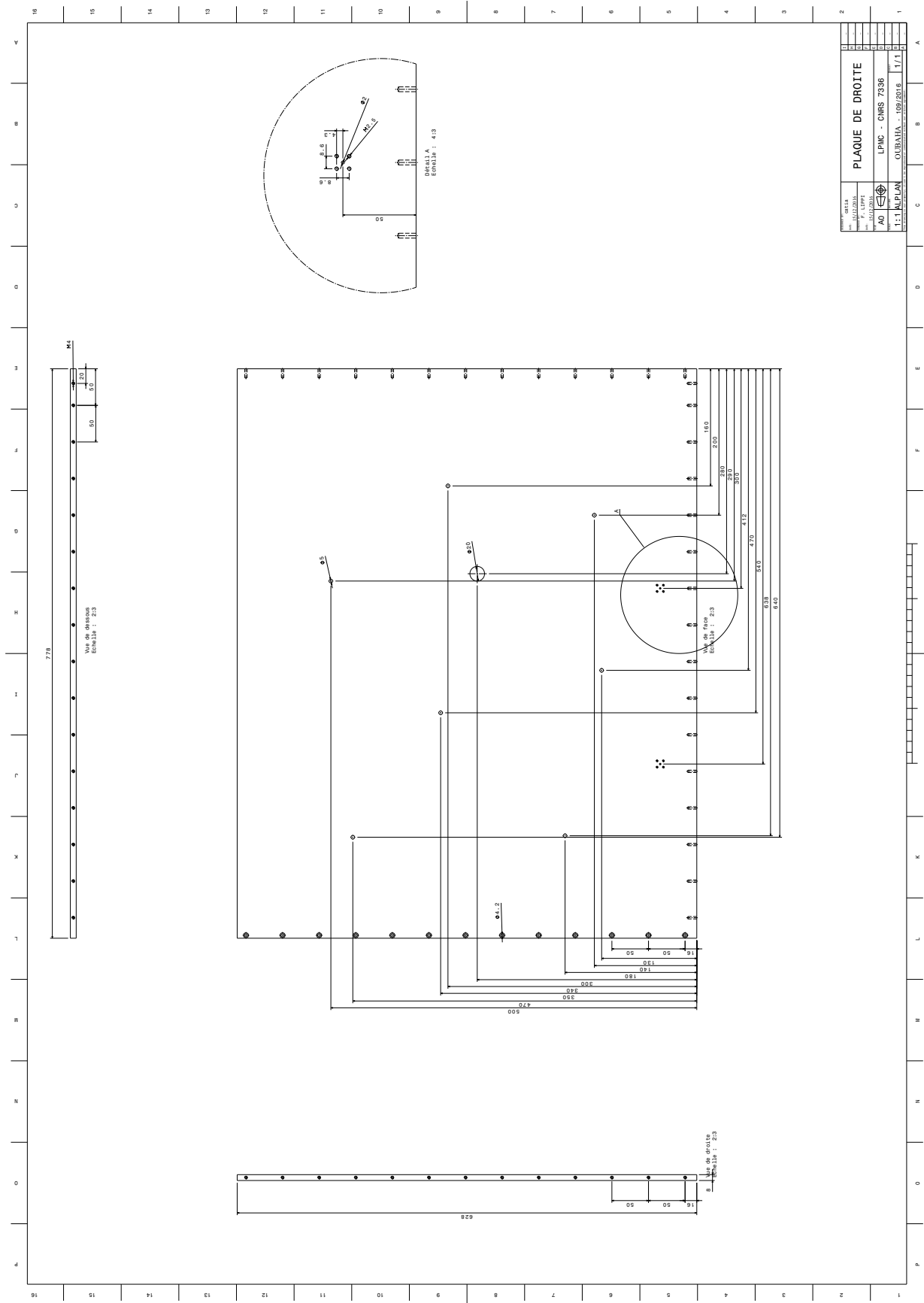


FIGURE F.3 – La face droite de la chambre réverbérante.

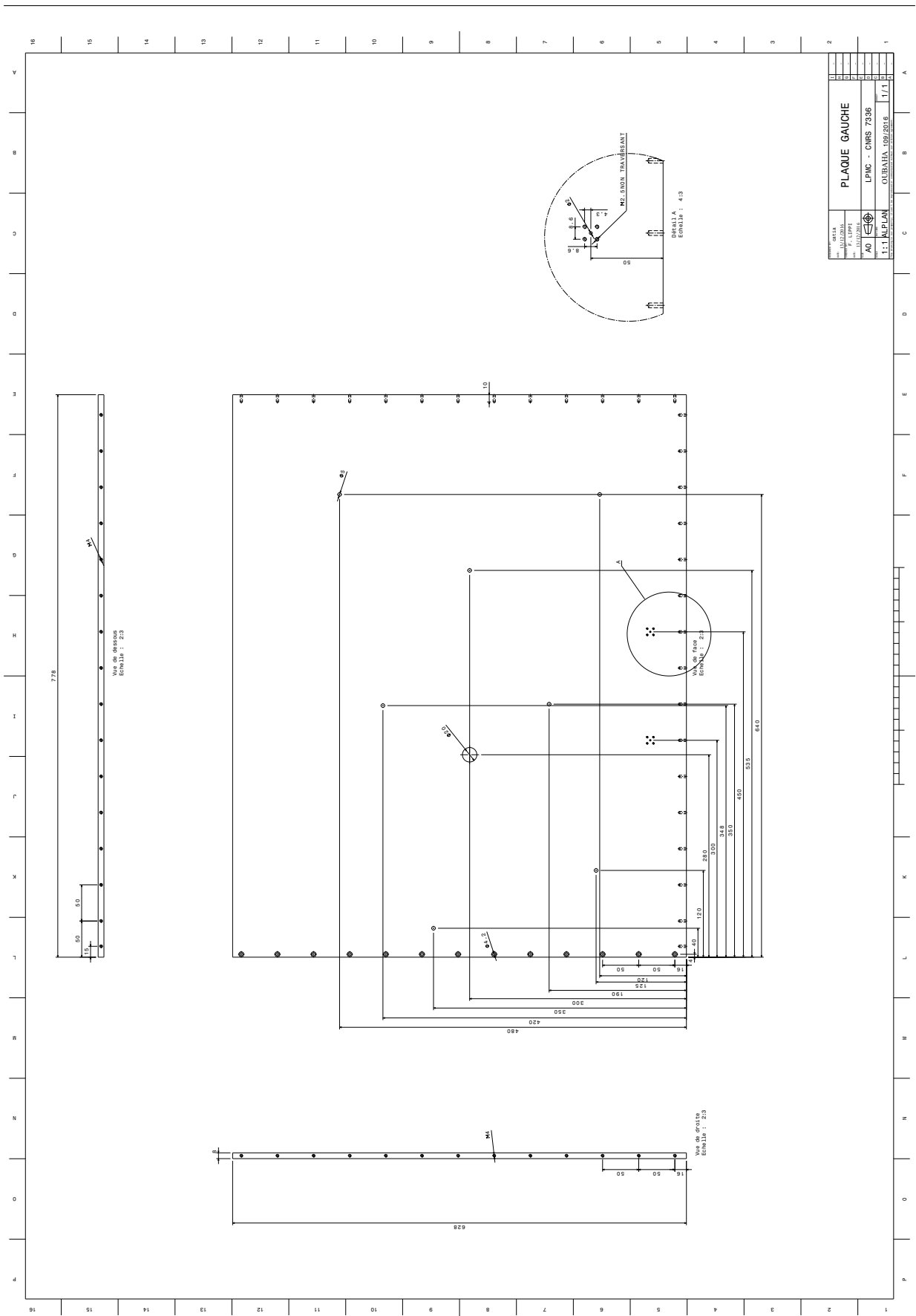


FIGURE F.4 – La face gauche de la chambre réverbérante.

# Annexe F. Dessins techniques des pièces constitutives de la chambre réverbérante

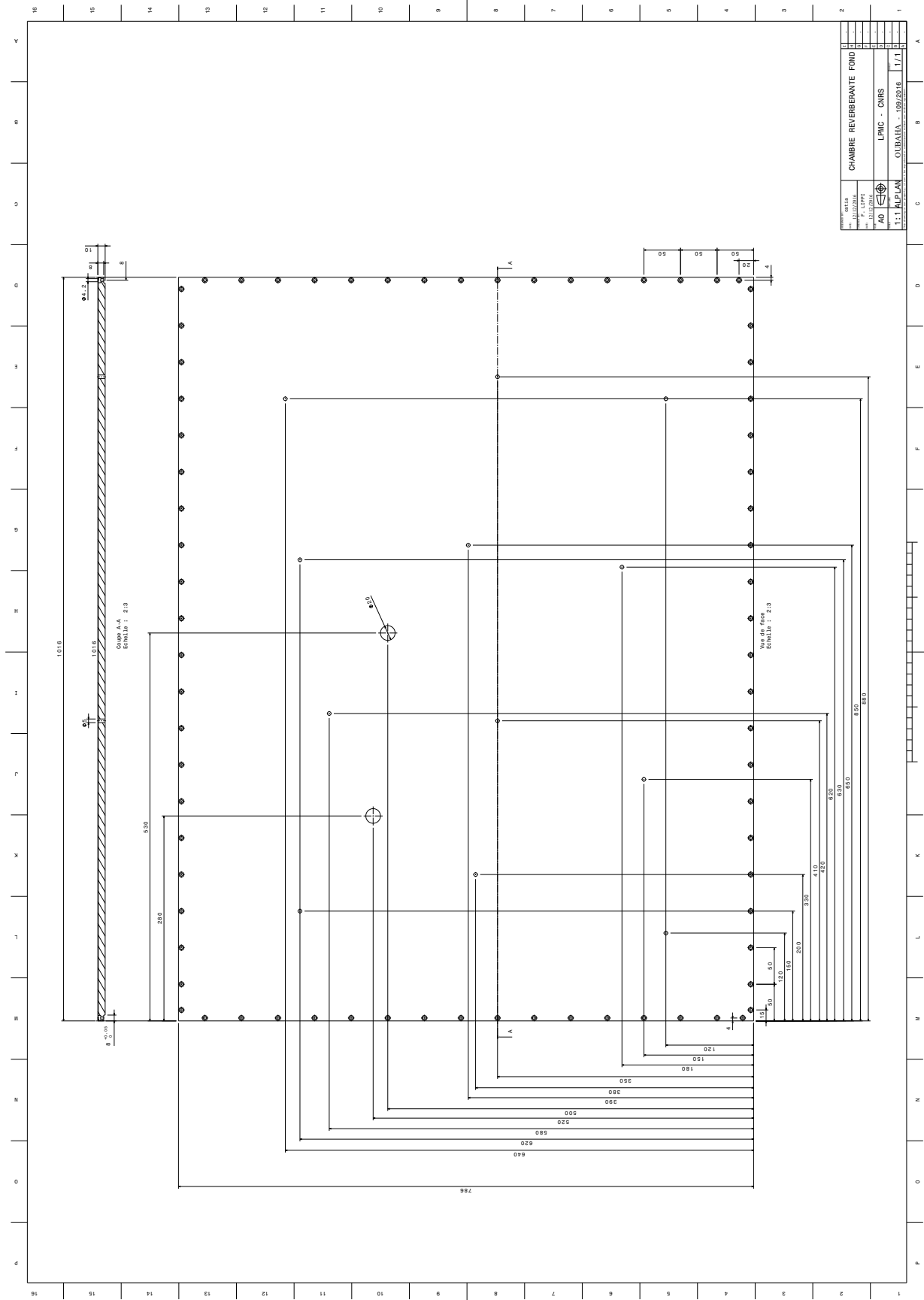
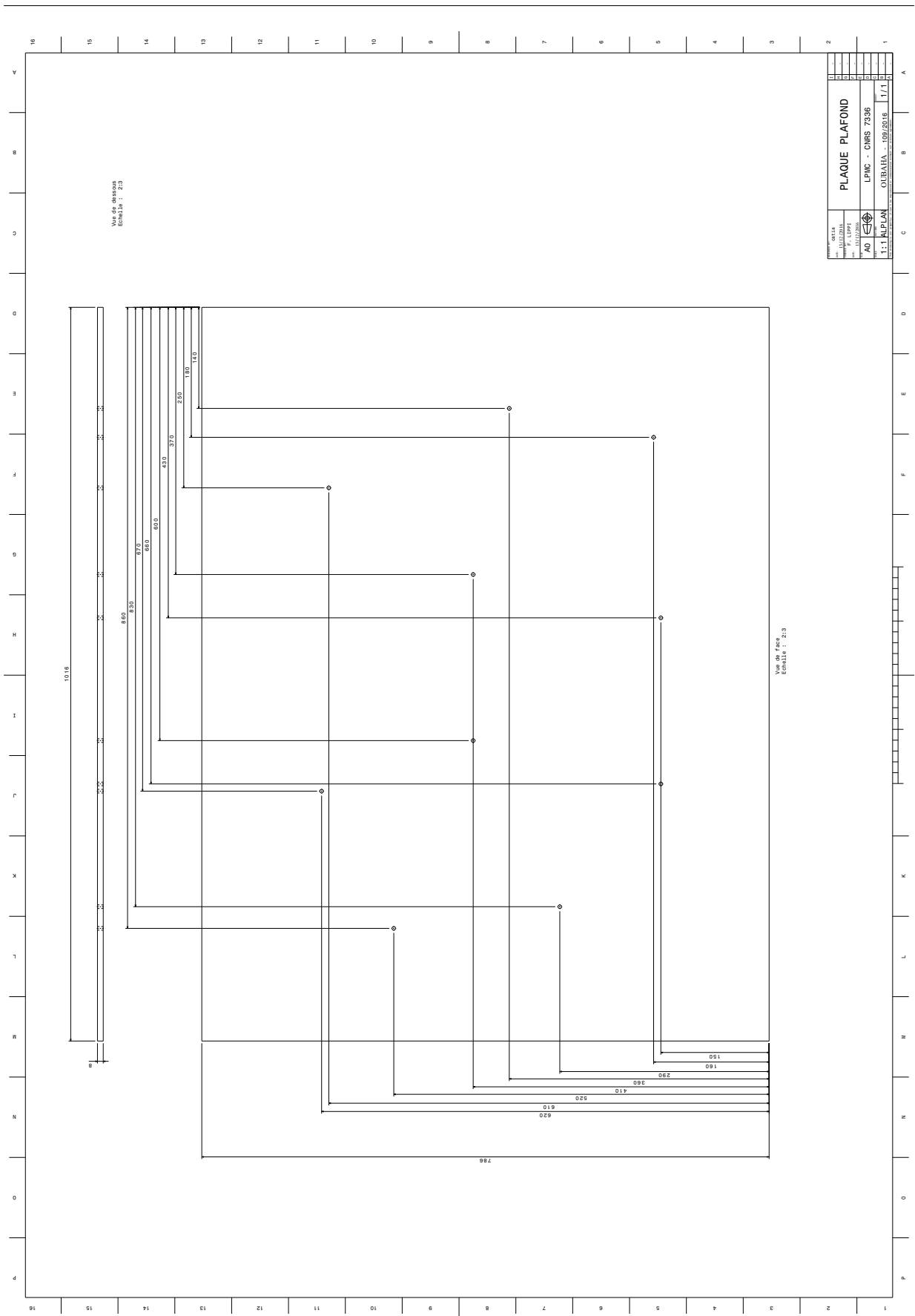
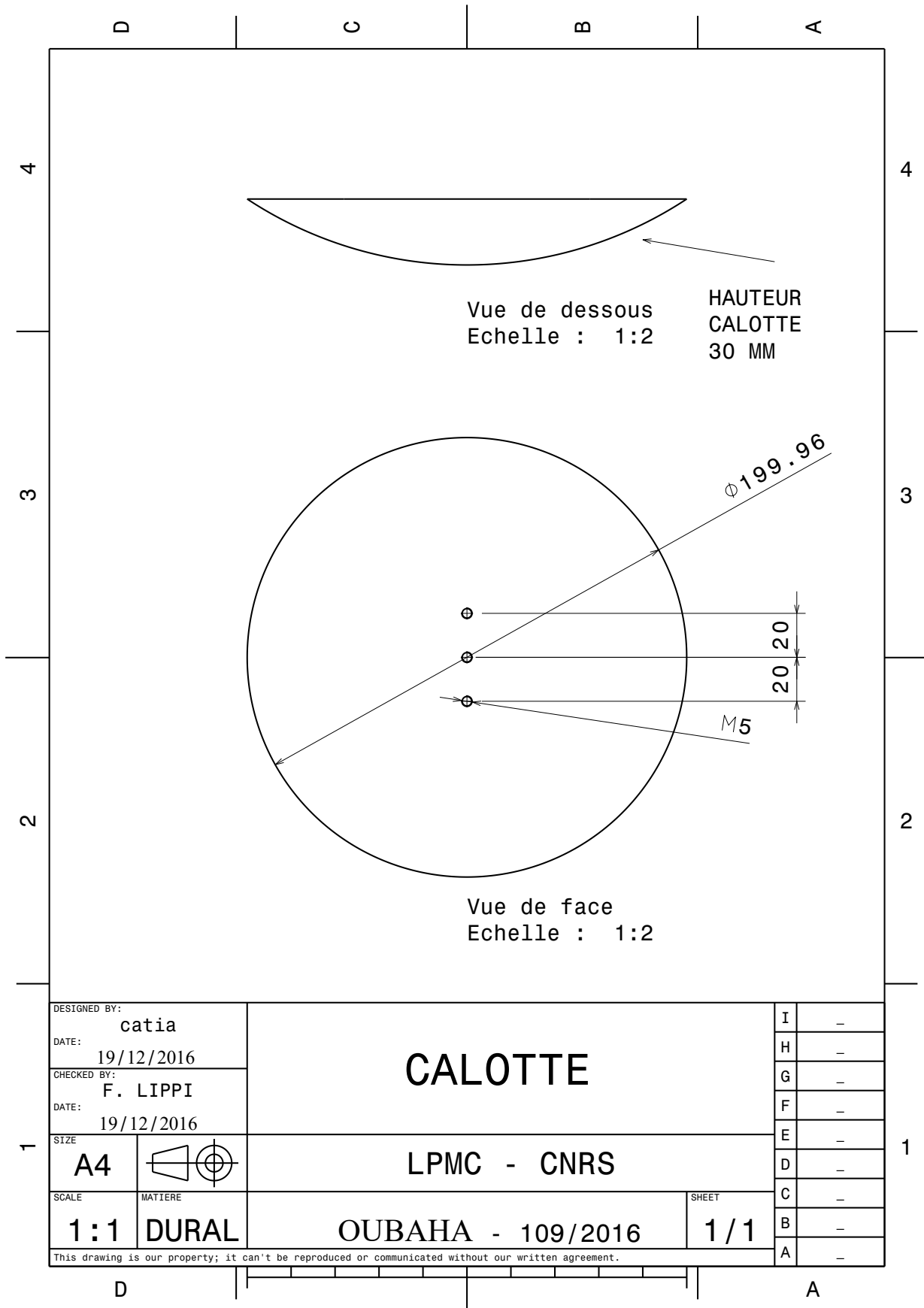


FIGURE F.5 – La plaque de fond de la chambre réverbérante



**FIGURE F.6 – La plaque de plafond de la chambre réverbérante**

**Annexe F. Dessins techniques des pièces constitutives de la chambre réverbérante**



**FIGURE F.7 – La calotte**

## Bibliographie

- [Abdi *et al.*, 2001] ABDI, A., TEPEDELENLIOGLU, C., KAVEH, M. et GIANNAKIS, G. (2001). On the estimation of the  $K$  parameter for the Rice fading distribution. *IEEE Communications letters*, 5(3):92–94.
- [Alt *et al.*, 1997] ALT, H., DEMBOWSKI, C., GRÄF, H.-D., HOFFERBERT, R., REHFELD, H., RICHTER, A., SCHUHMANN, R. et WEILAND, T. (1997). Wave dynamical chaos in a superconducting three-dimensional sinai billiard. *Physical Review Letters*, 79(6):1026.
- [Andersen *et al.*, 2007] ANDERSEN, J. B., NIELSEN, J., PEDERSEN, G., BAUCH, G. et HERDIN, J. (2007). Room electromagnetics. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 49(2):27–33.
- [Andries, 2013] ANDRIES, M. I. (2013). *Recherche de méthodes expérimentales de simulation de canaux de propagation en chambre réverbérante à brassage de modes*. Thèse de doctorat.
- [Anish *et al.*, 2010] ANISH, D., KUMAR, G. K. et JAGDALE, R. (2010). Minimization of cross-talk in high speed PCB. In *Proceedings of the 12th International Conference on Networking, VLSI and Signal Processing, ICNVS'10*, pages 104–107, Stevens Point, Wisconsin, USA. World Scientific and Engineering Academy and Society (WSEAS).
- [Arnaut *et al.*, 2014] ARNAUT, L. R., ANDRIES, M. I., SOL, J. et BESNIER, P. (2014). Evaluation method for the probability distribution of the quality factor of mode-stirred reverberation chambers. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 62(8):4199–4208.
- [Balian et Duplantier, 1977] BALIAN, R. et DUPLANTIER, B. (1977). Electromagnetic waves near perfect conductors. I. Multiple scattering expansions. distribution of modes. *Annals of physics*, 104(2):300–335.
- [Barth *et al.*, 1999] BARTH, M., KUHL, U. et STÖCKMANN, H.-J. (1999). Global versus local billiard level dynamics : The limits of universality. *Physical Review Letters*, 82(10):2026.
- [Barthélemy, 2003] BARTHÉLEMY, J. (2003). *Chaos ondulatoire en présence de pertes : Modélisation et expérience de billards micro-ondes*. Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot-Paris VII.
- [Barthélemy *et al.*, 2005] BARTHÉLEMY, J., LEGRAND, O. et MORTESSAGNE, F. (2005). Complete  $S$  matrix in a microwave cavity at room temperature. *Physical Review E*, 71(1):016205.

## Bibliographie

---

- [Berry, 1977] BERRY, M. V. (1977). Regular and irregular semiclassical wavefunctions. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, 10(12):2083.
- [Berry et Tabor, 1977] BERRY, M. V. et TABOR, M. (1977). Level clustering in the regular spectrum. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 356(1686):375–394.
- [Besnier et Démoulin, 2013] BESNIER, P. et DÉMOULIN, B. (2013). *Electromagnetic reverberation chambers*. John Wiley & Sons.
- [Bohigas *et al.*, 1984] BOHIGAS, O., GIANNONI, M.-J. et SCHMIT, C. (1984). Characterization of chaotic quantum spectra and universality of level fluctuation laws. *Physical Review Letters*, 52(1):1.
- [Boyes, 2013] BOYES, S. J. (2013). *Reverberation chambers and the measurement of antenna characteristics*. Thèse de doctorat, University of Liverpool.
- [Bruns, 2005] BRUNS, C. (2005). *Three-dimensional simulation and experimental verification of a reverberation chamber*. Thèse de doctorat, ETH Zurich.
- [Bulgakov *et al.*, 2006] BULGAKOV, E. N., ROTTER, I. et SADREEV, A. F. (2006). Phase rigidity and avoided level crossings in the complex energy plane. *Physical Review E*, 74(5):056204.
- [Bunimovich et Rehacek, 1998] BUNIMOVICH, L. A. et REHACEK, J. (1998). On the ergodicity of many-dimensional focusing billiards. In *Annales de l'Institut Henri Poincaré-A Physique Théorique*, volume 68, pages 421–448. Paris : Gauthier-Villars, c1983-c1999.
- [Casati *et al.*, 1985] CASATI, G., CHIRIKOV, B. et GUARNERI, I. (1985). Energy-level statistics of integrable quantum systems. *Physical Review Letters*, 54(13):1350.
- [Casati *et al.*, 1980] CASATI, G., VALZ-GRIS, F. et GUARNIERI, I. (1980). On the connection between quantization of nonintegrable systems and statistical theory of spectra. *Lettere al Nuovo Cimento (1971-1985)*, 28(8):279–282.
- [Chang *et al.*, 2001] CHANG, M. F., ROYCHOWDHURY, V. P., ZHANG, L., SHIN, H. et QIAN, Y. (2001). RF/wireless interconnect for inter-and intra-chip communications. *Proceedings of the IEEE*, 89(4):456–466.
- [Collin, 1991] COLLIN, R. (1991). *Field Theory of Guided Waves*. IEEE/OUP series on electromagnetic wave theory. IEEE Press.
- [Collin Robert, 1960] COLLIN ROBERT, E. (1960). Field theory of guided wave.
- [Corona *et al.*, 2000] CORONA, P., FERRARA, G. et MIGLIACCIO, M. (2000). Reverberating chamber electromagnetic field in presence of an unstirred component. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 42(2):111–115.
- [Cozza, 2011] COZZA, A. (2011). The role of losses in the definition of the overmoded condition for reverberation chambers and their statistics. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 53(2):296–307.
- [Delangre *et al.*, 2008] DELANGRE, O., DE DONCKER, P., HORLIN, F., LIENARD, M. et DEGAUQUE, P. (2008). Reverberation chamber environment for testing communication systems : Applications to OFDM and SC-FDE. In *Vehicular Technology Conference, 2008. VTC 2008-Fall. IEEE 68th*, pages 1–5. IEEE.

- [Deus *et al.*, 1995] DEUS, S., KOCH, P. et SIRKO, L. (1995). Statistical properties of the eigenfrequency distribution of three-dimensional microwave cavities. *Physical Review E*, 52(1):1146.
- [Dittes, 2000] DITTES, F.-M. (2000). The decay of quantum systems with a small number of open channels. *Physics Reports*, 339(4):215–316.
- [Doya *et al.*, 2002] DOYA, V., LEGRAND, O., MORTESSAGNE, F. et MINIATURA, C. (2002). Speckle statistics in a chaotic multimode fiber. *Physical Review E*, 65(5):056223.
- [Dyson, 1962] DYSON, F. J. (1962). The threefold way. Algebraic structure of symmetry groups and ensembles in quantum mechanics. *Journal of Mathematical Physics*, 3(6):1199–1215.
- [Ely *et al.*, 2011] ELY, J. J., KOPPEN, S. V., NGUYEN, T. X., DUDLEY, K. L., SZATKOWSKI, G. N., QUACH, C. C., VAZQUEZ, S. L., MIELNIK, J. J., HOGGE, E. F., HILL, B. L. et STROM, T. H. (2011). Radiated emissions from a remote-controlled airplane-measured in a reverberation chamber. *In NASA Technical Memorandum*.
- [Ericson, 2000] ERICSON, T. E. O. (2000). A theory of fluctuations in nuclear cross-sections. *Ann. Phys. (New York)*, 281(CERN-TH-319):494–518.
- [Flax *et al.*, 1978] FLAX, L., DRAGONETTE, L. et ÜBERALL, H. (1978). Theory of elastic resonance excitation by sound scattering. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 63(3):723–731.
- [Fyodorov et Savin, 2004] FYODOROV, Y. V. et SAVIN, D. V. (2004). Statistics of impedance, local density of states, and reflection in quantum chaotic systems with absorption. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 80(12):725–729.
- [Fyodorov et Sommers, 1997] FYODOROV, Y. V. et SOMMERS, H.-J. (1997). Statistics of resonance poles, phase shifts and time delays in quantum chaotic scattering : Random matrix approach for systems with broken time-reversal invariance. *Journal of Mathematical Physics*, 38(4):1918–1981.
- [Ghassemzadeh *et al.*, 2004] GHASSEMZADEH, S. S., JANA, R., RICE, C. W., TURIN, W. et TAROKH, V. (2004). Measurement and modeling of an ultra-wide bandwidth indoor channel. *IEEE Transactions on Communications*, 52(10):1786–1796.
- [Goldsmith et Johnson, 1998] GOLDSMITH, K. R. et JOHNSON, P. A. (1998). Design, construction, computational EM modelling, and characterisation of an aircraft sized reverberation chamber and stirrer. *In 17th DASC. AIAA/IEEE/SAE. Digital Avionics Systems Conference. Proceedings (Cat. No. 98CH36267)*, volume 1, pages D55–1. IEEE.
- [Gradoni *et al.*, 2013] GRADONI, G., MARIANI PRIMIANI, V. et MOGLIE, F. (2013). Reverberation chamber as a multivariate process : FDTD evaluation of correlation matrix and independent positions. *Progress In Electromagnetics Research*, 133:217–234.
- [Gros, 2014] GROS, J.-B. (2014). *Statistiques spatiales ces cavités chaotiques ouvertes : Applications aux cavités électromagnétiques*. Thèse de doctorat, Univeristé Nice Sophia Antipolis.
- [Gros *et al.*, 2016] GROS, J.-B., KUHL, U., LEGRAND, O. et MORTESSAGNE, F. (2016). Lossy chaotic electromagnetic reverberation chambers : Universal statistical behavior of the vectorial field. *Physical Review E*, 93(3):032108.



## Bibliographie

---

- [Gros *et al.*, 2014] GROS, J.-B., KUHL, U., LEGRAND, O., MORTESSAGNE, F., PICON, O. et RICHALOT, E. (2014). Statistiques de la réponse électromagnétique d'une chambre réverbérante chaotique.
- [Gros *et al.*, 2015] GROS, J.-B., KUHL, U., LEGRAND, O., MORTESSAGNE, F., PICON, O. et RICHALOT, E. (2015). Statistics of the electromagnetic response of a chaotic reverberation chamber. *Advanced Electromagnetics*, 4(2):38.
- [Gros *et al.*, 2019] GROS, J.-B., LEROSEY, G., MORTESSAGNE, F., KUHL, U. et LEGRAND, O. (2019). Uncorrelated configurations and field uniformity in reverberation chambers stirred by tunable metasurfaces. *arXiv preprint arXiv :1905.12757*.
- [Haake, 2010] HAAKE, F. (2010). *Quantum signatures of chaos*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [Hallbjörner, 2002] HALLBJÖRNER, P. (2002). A model for the number of independent samples in reverberation chambers. *Microwave and optical technology letters*, 33(1):25–28.
- [Haq *et al.*, 1982] HAQ, R., PANDEY, A. et BOHIGAS, O. (1982). Fluctuation properties of nuclear energy levels : Do theory and experiment agree? *Physical Review Letters*, 48(16):1086.
- [Harrington, 1967] HARRINGTON, R. F. (1967). Matrix methods for field problems. *Proceedings of the IEEE*, 55(2):136–149.
- [Harrington, 1993] HARRINGTON, R. F. (1993). *Field computation by moment methods*. Wiley-IEEE Press.
- [Hegge *et al.*, 2004] HEGGE, N., ORLENIUS, C. et KILDAL, P.-S. (2004). Development of reverberation chamber for accurate measurements of mobile phones and mobile phone antennas. *IEE Antenna Measurements and SAR*.
- [Hill, 1998a] HILL, D. A. (1998a). Electromagnetic theory of reverberation chambers. *Technical Note (NIST TN)-1506*, 1506(Technical Note (NIST TN)-1506).
- [Hill, 1998b] HILL, D. A. (1998b). Plane wave integral representation for fields in reverberation chambers. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 40(3):209–217.
- [Hill, 2009] HILL, D. A. (2009). *Electromagnetic fields in cavities : Deterministic and statistical theories*, volume 35. John Wiley & Sons.
- [Hill *et al.*, 1994] HILL, D. A., MA, M. T., ONDREJKA, A. R., RIDDLE, B. F., CRAWFORD, M. L. et JOHNK, R. T. (1994). Aperture excitation of electrically large, lossy cavities. *IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility*, 36(3):169–178.
- [Holloway *et al.*, 2006] HOLLOWAY, C. L., HILL, D. A., LADBURY, J. M., WILSON, P. F., KOEPKE, G. et CODER, J. (2006). On the use of reverberation chambers to simulate a Rician radio environment for the testing of wireless devices. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 54(11):3167–3177.
- [Holloway *et al.*, 2012a] HOLLOWAY, C. L., SHAH, H. A., PIRKL, R. J., REMLEY, K. A., HILL, D. A. et LADBURY, J. (2012a). Early time behavior in reverberation chambers and its effect on the relationships between coherence bandwidth, chamber decay time, RMS delay spread, and the chamber buildup time. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 54(4):714–725.

- [Holloway *et al.*, 2012b] HOLLOWAY, C. L., SHAH, H. A., PIRKL, R. J., YOUNG, W. F., HILL, D. A. et LADBURY, J. (2012b). Reverberation chamber techniques for determining the radiation and total efficiency of antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 60(4):1758–1770.
- [Huang *et al.*, 2006] HUANG, Y., ABUMUSTAFA, N., WANG, Q. et ZHU, X. (2006). Comparison of two stirrer designs for a new reverberation chamber. *In The 2006 4th Asia-Pacific Conference on Environmental Electromagnetics*, pages 450–453. IEEE.
- [IEC standard, 2003] IEC STANDARD (2003). IEC 61000, electromagnetic compatibility (EMC) - part 4.21 : Testing and measurement techniques – reverberation chamber test methods. Rapport technique, International Electrotechnical Commission (IEC) International Standard, Geneva, Switzerland.
- [IEC standard, 2011] IEC STANDARD (2011). IEC 61000, electromagnetic compatibility (EMC) - part 4-21 : Testing and measurement techniques – reverberation chamber test methods. Rapport technique, International Electrotechnical Commission (IEC) International Standard, Geneva, Switzerland.
- [Ji *et al.*, 1999] JI, Y., CHEN, J., HUBING, T. H. et DREWNIAK, J. L. (1999). Application of a hybrid FEM/MOM method to a canonical PCB problem. *In 1999 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility. Symposium Record (Cat. No. 99CH36261)*, volume 1, pages 91–96. IEEE.
- [Kildal *et al.*, 2012] KILDAL, P.-S., CHEN, X., ORLENIUS, C., FRANZÉN, M. et PATANÉ, C. S. L. (2012). Characterization of reverberation chambers for OTA measurements of wireless devices : Physical formulations of channel matrix and new uncertainty formula. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 60(8):3875–3891.
- [Kintel et Wolf, 2014] KINTEL, M. et WOLF, C. (2014). OpenSCAD. *GNU General Public License, p GNU General Public License*.
- [Kirawanich *et al.*, 2006] KIRAWANICH, P., YAKURA, S. J., CHRISTODOULOU, C. et ISLAM, N. E. (2006). An electromagnetic topology method for cable interactions using a radiating dipole at apertures. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 5:220–223.
- [Kong *et al.*, 2013] KONG, Y., CHU, Q. et LI, R. (2013). High-order unconditionally-stable four-step ADI-FDTD methods and numerical analysis. *Progress In Electromagnetics Research*, 135:713–735.
- [Kostas et Boverie, 1991] KOSTAS, J. G. et BOVERIE, B. (1991). Statistical model for a mode-stirred chamber. *IEEE transactions on electromagnetic compatibility*, 33(4):366–370.
- [Kräuthäuser *et al.*, 2005] KRÄUTHÄUSER, H., WINZERLING, T. et NITSCH, J. (2005). Statistical interpretation of autocorrelation coefficients for fields in mode-stirred chambers. *In Electromagnetic Compatibility, 2005. EMC 2005. 2005 International Symposium on*, volume 2, pages 550–555. IEEE.
- [Krauthäuser et Herbrig, 2010] KRAUTHÄUSER, H. G. et HERBRIG, M. (2010). Yet another antenna efficiency measurement method in reverberation chambers. *In Electromagnetic Compatibility (EMC), 2010 IEEE International Symposium on*, pages 536–540. IEEE.

## Bibliographie

---

- [Kuhl *et al.*, 2013] KUHL, U., LEGRAND, O. et MORTESSAGNE, F. (2013). Microwave experiments using open chaotic cavities in the realm of the effective Hamiltonian formalism. *Fortschritte der Physik*, 61(2-3):404–419.
- [Kuhl *et al.*, 2017] KUHL, U., LEGRAND, O., MORTESSAGNE, F., OUBAHA, K. et RICHTER, M. (2017). Statistics of reflection and transmission in the strong overlap regime of fully chaotic reverberation chambers. *arXiv preprint arXiv :1706.04873*.
- [Kuttruff, 2009] KUTTRUFF, H. (2009). *Room acoustics*. Spon Press/Taylor & Francis, 5th édition.
- [Ladbury *et al.*, 1999] LADBURY, J., KOEPKE, G. et CAMEL, D. (1999). Evaluation of the NASA Langley research center mode-stirred chamber facility. *NIST technical note*, 1508:1–282.
- [Lee et Stone, 1985] LEE, P. A. et STONE, A. D. (1985). Universal conductance fluctuations in metals. *Physical Review Letters*, 55(15):1622.
- [Leferink, 1998] LEFERINK, F. B. (1998). High field strength in a large volume : The intrinsic reverberation chamber. In *1998 IEEE EMC Symposium. International Symposium on Electromagnetic Compatibility. Symposium Record (Cat. No. 98CH36253)*, volume 1, pages 24–27. IEEE.
- [Legrand *et al.*, 2015] LEGRAND, O., KUHL, U., MORTESSAGNE, F., GROS, J.-B. et RICHALLOT, E. (2015). Statistiques universelles du champ électromagnétique dans une chambre réverbérante chaotique. In *Assemblée générale du Groupement de Recherche Ondes “Interférences d’Ondes”*.
- [Lemoine, 2008] LEMOINE, C. (2008). *Contribution à l’analyse statistique des mesures en chambre réverbérante à brassage de modes. Applications à la détermination de l’efficacité de brassage et de l’incertitude de mesure dans un contexte CEM et radiofréquences*. Thèse de doctorat, INSA de Rennes.
- [Lemoine *et al.*, 2010] LEMOINE, C., AMADOR, E. et BESNIER, P. (2010). Improved estimation of the  $K$ -factor for Rician channels emulation in a reverberation chamber. In *Proceedings of the Fourth European Conference on Antennas and Propagation*, pages 1–5. IEEE.
- [Lemoine *et al.*, 2008] LEMOINE, C., BESNIER, P. et DRISSI, M. (2008). Estimating the effective sample size to select independent measurements in a reverberation chamber. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 50(2):227–236.
- [Lin *et al.*, 2007] LIN, J.-J., WU, H.-T., SU, Y., GAO, L., SUGAVANAM, A., BREWER, J. E. *et al.* (2007). Communication using antennas fabricated in silicon integrated circuits. *IEEE Journal of solid-state circuits*, 42(8):1678–1687.
- [Liu *et al.*, 1983] LIU, B.-H., CHANG, D. C. et MA, M. T. (1983). Eigenmodes and the composite quality factor of a reverberating chamber. Rapport technique, National Bureau of Standards (U.S.), Washington, US.
- [Lötbäck Patané, 2010] LÖTBÄCK PATANÉ, C. (2010). Reverberation chamber performance and methods for estimating the Rician  $K$ -factor. *Chalmers University of Technology*.

- [Lukosz, 1973] LUKOSZ, W. (1973). Electromagnetic zero-point energy shift induced by conducting surfaces. *Zeitschrift für Physik*, 262(4):327–348.
- [Lunden et Backstrom, 2000] LUNDEN, O. et BACKSTROM, M. (2000). Stirrer efficiency in FOA reverberation chambers. Evaluation of correlation coefficients and chi-squared tests. *In Electromagnetic Compatibility, 2000. IEEE International Symposium on*, volume 1, pages 11–16. IEEE.
- [Mahaux et Weidenmüller, 1969] MAHAUX, C. et WEIDENMÜLLER, H. A. (1969). Shell-model approach to nuclear reactions. *smat*.
- [Mehta, 2004] MEHTA, M. L. (2004). *Random matrices*, volume 142. Elsevier.
- [Mortessagne *et al.*, 1993] MORTESSAGNE, F., LEGRAND, O. et SORNETTE, D. (1993). Transient chaos in room acoustics. *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 3(4):529–541.
- [Olney, 2011] OLNEY, B. (2011). Controlling the beast. *The PCB magazine*.
- [Orjubin *et al.*, 2006] ORJUBIN, G., RICHALOT, E., MENGUE, S. et PICON, O. (2006). Statistical model of an undermoded reverberation chamber. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 48(1):248–251.
- [Otterskog, 2005] OTTERSKOG, M. (2005). Modelling of propagation environments inside a scattered field chamber. *In Vehicular Technology Conference, 2005. VTC 2005-Spring. 2005 IEEE 61st*, volume 1, pages 102–105. IEEE.
- [Pande et Vangal, 2010] PANDE, P. P. et VANGAL, S. (2010). Guest editors' introduction : Promises and challenges of novel interconnect technologies. *IEEE Design & Test of Computers*, 27(4):6–9.
- [Papoulis et Pillai, 2002] PAPOULIS, A. et PILLAI, S. U. (2002). *Probability, random variables, and stochastic processes*. Tata McGraw-Hill Education.
- [Pasricha et Dutt, 2010] PASRICHA, S. et DUTT, N. (2010). *On-chip communication architectures : system on chip interconnect*. Morgan Kaufmann.
- [Piette, 2004] PIETTE, M. (2004). Antenna radiation efficiency measurements in a reverberation chamber. *In Radio Science Conference, 2004. Proceedings. 2004 Asia-Pacific*, pages 19–22. IEEE.
- [Poli, 2009] POLI, C. (2009). *Chaos ondulatoire en milieux ouverts : Approche statistique par la théorie des matrices aléatoires non-hermitiennes*. Thèse de doctorat, Université Nice Sophia Antipolis.
- [Richalot *et al.*, 2015] RICHALOT, E., SELEMANI, K., GROS, J.-B., PICON, O., LEGRAND, O., GRIVET-TALOCIA, S. et MORTESSAGNE, F. (2015). Criterion based on resonant frequencies distributions for reverberation chamber characterization. *In 2015 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, pages 1112–1115. IEEE.
- [Rosengren *et al.*, 2001] ROSENGREN, K., KILDAL, P.-S., CARLSSON, C. et CARLSSON, J. (2001). Characterization of antennas for mobile and wireless terminals in reverberation chambers : Improved accuracy by platform stirring. *Microwave and Optical Technology Letters*, 30(6):391–397.

## Bibliographie

---

- [Ruelle, 1991] RUELLE, D. (1991). *Hasard et chaos*. Odile Jacob.
- [Sarkar *et al.*, 2001] SARKAR, T. K., DJORDJEVIC, A. R. et KOLUNDZIJA, B. M. (2001). Method of moments applied to antennas. *Handbook of Antennas in Wireless Communications*, pages 239–279.
- [Savin *et al.*, 2005] SAVIN, D., SOMMERS, H.-J. et FYODOROV, Y. V. (2005). Universal statistics of the local Green’s function in wave chaotic systems with absorption. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 82(8):544–548.
- [Savin, 2018] SAVIN, D. V. (2018). Envelope and phase distribution of a resonance transmission through a complex environment. *Physical Review E*, 97(6):062202.
- [Savin *et al.*, 2017] SAVIN, D. V., RICHTER, M., KUHL, U., LEGRAND, O. et MORTESSAGNE, F. (2017). Fluctuations in an established transmission in the presence of a complex environment. *Physical Review E*, 96(3):032221.
- [Schroeder, 1962] SCHROEDER, M. R. (1962). Frequency-correlation functions of frequency responses in rooms. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 34(12):1819–1823.
- [Schroeder et Kuttruff, 1962] SCHROEDER, M. R. et KUTTRUFF, K. (1962). On frequency response curves in rooms. Comparison of experimental, theoretical, and Monte Carlo results for the average frequency spacing between maxima. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 34(1):76–80.
- [Shah, 2011] SHAH, S. M. H. A. (2011). Wireless channel characterization of the reverberation chamber at nist.
- [Sijbers *et al.*, 1998] SIJBERS, J., den DEKKER, A. J., SCHEUNDERS, P. et VAN DYCK, D. (1998). Maximum-likelihood estimation of Rician distribution parameters. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 17(3):357–361.
- [Simons et Altshuler, 1993] SIMONS, B. et ALTSHULER, B. L. (1993). Universal velocity correlations in disordered and chaotic systems. *Physical Review Letters*, 70(26):4063.
- [Sinai, 1970] SINAI, Y. G. (1970). Dynamical systems with elastic reflections. *Russian Mathematical Surveys*, 25(2):137–189.
- [Sivarajan, 2010] SIVARAJAN, V. (2010). Time-domain thru-reflect-line (TRL) calibration error assessment and its mitigation and modeling of multilayer printed circuit boards (PCB) with complex area fills. Mémoire de D.E.A., Missouri University of Science and Technology.
- [Sizun et de Fornel, 2005] SIZUN, H. et de FORNEL, P. (2005). *Radio wave propagation for telecommunication applications*. Springer.
- [Sokolov et Zelevinsky, 1989] SOKOLOV, V. et ZELEVINSKY, V. (1989). Dynamics and statistics of unstable quantum states. *Nuclear Physics A*, 504(3):562–588.
- [Sokolov et Zelevinsky, 1992] SOKOLOV, V. et ZELEVINSKY, V. (1992). Collective dynamics of unstable quantum states. *Annals of Physics*, 216(2):323–350.
- [Stöckmann, 1999] STÖCKMANN, H.-J. (1999). *Quantum Chaos – An Introduction*. Cambridge University Press.

- [Sun *et al.*, 2018] SUN, H., LI, Z., GU, C., XU, Q., CHEN, X., SUN, Y., LU, S. et MARTIN, F. (2018). Metasurfaced reverberation chamber. *Scientific reports*, 8(1):1577.
- [Tassi et Legait, 1990] TASSI, P. et LEGAIT, S. (1990). *Théorie des probabilités en vue des applications statistiques*. Editions Technip.
- [Tidjani *et al.*, 2014] TIDJANI, N., BUNETEL, J. C. L., OUCHAR, A. et RAINGEAUD, Y. (2014). Characterization of coupled transmission lines used in integrated circuit packaging on printed circuit boards. *International Journal of Computer and Electrical Engineering*, 6(2):72.
- [Vaughan *et al.*, 2003] VAUGHAN, R., ANDERSEN, J. B. et ANDERSEN, J. B. (2003). *Channels, propagation and antennas for mobile communications*, volume 50. Iet.
- [Vucetic et Yuan, 2003] VUCETIC, B. et YUAN, J. (2003). *Space-time coding*. John Wiley & Sons.
- [Wellander *et al.*, 2007] WELLANDER, N., LUNDÉN, O. et BACKSTROM, M. (2007). Experimental investigation and mathematical modeling of design parameters for efficient stirrers in mode-stirred reverberation chambers. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 49(1):94–103.
- [Wheeler, 1937] WHEELER, J. A. (1937). On the mathematical description of light nuclei by the method of resonating group structure. *Physical Review*, 52(11):1107.
- [Wigner, 1956] WIGNER, E. P. (1956). Results and theory of resonance absorption. *In Conference on neutron physics by time-of-flight*, pages 1–2.
- [Wishart, 1928] WISHART, J. (1928). The generalised product moment distribution in samples from a normal multivariate population. *Biometrika*, pages 32–52.
- [Xu *et al.*, 2016] XU, Q., HUANG, Y., XING, L. et TIAN, Z. (2016). Extract the decay constant of a reverberation chamber without satisfying Nyquist criterion. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 26(3):153–155.
- [Ye *et al.*, 2015] YE, Z., XIONG, X.-Z., LIAO, C. et LI, Y. (2015). A hybrid method for electromagnetic coupling problems of transmission lines in cavity based on FDTD method and transmission line equation. *Progress In Electromagnetics Research*, 42:85–93.
- [Yordanov et Russer, 2008] YORDANOV, H. H. et RUSSEK, P. (2008). Integrated on-chip antennas for chip-to-chip communication. *In 2008 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, pages 1–4. IEEE.
- [Zhang *et al.*, 2015] ZHANG, X., ROBINSON, M. et FLINTOFT, I. (2015). On measurement of reverberation chamber time constant and related curve fitting techniques. *In Electromagnetic Compatibility (EMC), 2015 IEEE International Symposium on*, pages 406–411. IEEE.