



HAL
open science

Approche mixte théorie / expérimentation pour la modélisation numérique de chambres réverbérantes à brassage de modes

Raphaël Vernet

► **To cite this version:**

Raphaël Vernet. Approche mixte théorie / expérimentation pour la modélisation numérique de chambres réverbérantes à brassage de modes. Electromagnétisme. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2006. Français. NNT : 2006CLF21654 . tel-00691124

HAL Id: tel-00691124

<https://theses.hal.science/tel-00691124>

Submitted on 25 Apr 2012

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.

N°d'ordre: D.U. 1654
E D S P I C: 344

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL - CLERMONT-FERRAND II

*École Doctorale
des Sciences Pour l'Ingénieur de Clermont-Ferrand*

THÈSE

présentée par

RAPHAËL VERNET

pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

Spécialité : ÉLECTRONIQUE

**APPROCHE MIXTE THÉORIE/EXPÉRIMENTATION
POUR LA MODÉLISATION NUMÉRIQUE
DE CHAMBRES RÉVERBÉRANTES
À BRASSAGE DE MODES**

soutenue publiquement le 21 Juin 2006

devant le jury composé de :

M. Alain REINEIX	Président et rapporteur
M ^{me} Odile PICON	Rapporteur
M. Marco KLINGLER	Examinateur
M. Bernard PECQUEUX	Examinateur
M ^{elle} Françoise PALADIAN	Directrice de thèse
M. Pierre BONNET	Co-encadrant de thèse

N°d'ordre: D.U. 1654
E D S P I C: 344

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL - CLERMONT-FERRAND II

*École Doctorale
des Sciences Pour l'Ingénieur de Clermont-Ferrand*

THÈSE

présentée par

RAPHAËL VERNET

pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

Spécialité : ÉLECTRONIQUE

**APPROCHE MIXTE THÉORIE/EXPÉRIMENTATION
POUR LA MODÉLISATION NUMÉRIQUE
DE CHAMBRES RÉVERBÉRANTES
À BRASSAGE DE MODES**

soutenue publiquement le 21 Juin 2006

devant le jury composé de :

M. Alain REINEIX	Président et rapporteur
M ^{me} Odile PICON	Rapporteur
M. Marco KLINGLER	Examinateur
M. Bernard PECQUEUX	Examinateur
M ^{elle} Françoise PALADIAN	Directrice de thèse
M. Pierre BONNET	Co-encadrant de thèse

À ma famille, à mes amis.

Table des matières

Introduction	1
1 Informations relatives aux CRBMs	5
1.1 Formulation différentielle des équations de Maxwell	5
1.2 Principe de fonctionnement d'une CRBM	7
1.2.1 Théorie modale d'une cage de Faraday sans perte	8
1.2.2 Extension à une cage de Faraday avec pertes	9
1.2.3 Prise en compte du brassage des modes	12
1.3 Critères statistiques de validation	13
1.3.1 PDF et CDF théoriques du champ	13
1.3.2 Tests statistiques mis en jeu	16
1.4 Critères normatifs de validation	21
1.4.1 Norme IEC 61000-4-21	21
1.4.2 Norme RTCA/DO-160	23
1.5 Description de la CRBM du LASMEA	24
2 Présentation des outils numériques de simulation	29
2.1 État de l'art sur la modélisation numérique des CRBMs	30
2.1.1 Méthodes temporelles	30
2.1.2 Méthodes fréquentielles	32
2.2 Description de la problématique et choix de l'outil numérique	34
2.3 Présentation de la méthode FDTD	39
2.3.1 Principe de la méthode	39
2.3.2 Stabilité et dispersion du schéma numérique	42
2.3.3 Passage du temporel au fréquentiel	43
2.4 Présentation de SACRE	44
2.4.1 SACRE Algorithme	46
2.4.2 SACRE Analyse	47
2.4.3 Un premier exemple de simulation	48

3	Modélisation géométrique de la CRBM	53
3.1	Une première analogie avec l'infographie	54
3.2	Quelques notions de géométrie discrète	56
3.2.1	Droites discrètes	56
3.2.2	Plans discrets	58
3.2.3	Sphères discrètes	60
3.3	Application au maillage du brasseur	60
3.3.1	Étape d'initialisation	61
3.3.2	Étape de découpe	64
3.3.3	Étape de facettisation	66
3.3.4	Étape de rotation	69
3.3.5	Étape d'assemblage	70
3.4	Application au maillage de différents types d'antennes	72
3.4.1	Maillage d'une antenne log-périodique	72
3.4.2	Maillage d'une antenne cornet	73
3.4.3	Maillage d'une antenne parabolique	73
4	Modélisation du comportement intrinsèque de la CRBM	79
4.1	Prise en compte du facteur de qualité Q de la CRBM	80
4.1.1	Principe	81
4.1.2	Discussion	83
4.2	Prise en compte de la largeur de bande de la CRBM	85
4.2.1	Principe	85
4.2.2	Discussion	87
4.3	Recalage en puissance	92
4.3.1	Détermination de la puissance numériquement injectée	93
4.3.2	Validation à l'aide d'une structure filaire	94
4.4	Différents types d'excitation	96
4.4.1	Cas des sources ponctuelles	96
4.4.2	Cas des ondes planes	100
5	Comparaison entre résultats expérimentaux et numériques	111
5.1	Préambule	112
5.1.1	Informations relatives aux temps d'acquisition	112
5.1.2	Précautions préalables concernant les simulations numériques	115
5.2	Calibrage des simulations numériques	119
5.2.1	Présentation des différents protocoles de calibration	119

5.2.2	Choix du type de la source numérique	120
5.2.3	Choix du facteur de qualité	134
5.3	Comparatif numérique avec le code fréquentiel FEKO®	137
5.4	Comparaison suivant les critères normatifs	142
5.5	Comparaison suivant les critères statistiques	146
Conclusion		153
A Table associée au test de Kolmogorov-Smirnov		159
B Rappels sur les autres méthodes numériques		163
B.1	Méthode des matrices de lignes de transmission (TLM)	163
B.2	Méthode des moments (MoM)	164
B.3	Méthode des éléments finis (FEM)	166
B.4	Méthode du lancer de rayons (RTA)	166
C Formalisme de fils minces en FDTD		167
D Génération d'ondes planes en FDTD		171
E Interfaces des logiciels développés		177
F Fichiers d'entrée du code FDTD		181
Bibliographie		185
Publications personnelles		193

Introduction

Brouillage d'un écran d'ordinateur lorsque nous approchons un téléphone portable, déclenchement intempestif d'une alarme ou d'un airbag, détérioration d'un calculateur suite à une décharge électrostatique : autant de phénomènes d'interférences nocifs au bon fonctionnement des appareillages électroniques qui ont en commun le fait d'intéresser le domaine de la compatibilité électromagnétique (CEM).

Les essais de compatibilité électromagnétique ont essentiellement pour but la caractérisation d'un matériel donné. Par caractérisation, nous entendons mesure du niveau des émissions parasites conduites ou rayonnées dont le matériel est la source en fonctionnement normal et mesure de sa susceptibilité, i.e. qui au contraire détermine le niveau des perturbations extérieures qui vont provoquer son mauvais fonctionnement. En résumé, il s'agit simplement de fournir à l'appareil une «carte d'identité» sur sa compatibilité et de s'assurer qu'il satisfait les normes en vigueur. Ces dernières imposent les maxima des niveaux de champs tolérés afin de garantir à l'utilisateur la non-dangerosité du produit.

Parmi les principaux moyens d'essais figurent les Chambres Anéchoïques (CA) et les Chambres Réverbérantes à Brassage de Modes (CRBM). Aux premiers balbutiements de la CEM il y a une vingtaine d'années, les européens, contrairement aux américains, privilégiaient davantage la solution anéchoïque à la solution réverbérante, où le test d'un équipement s'effectue à l'aide d'une onde plane polarisée dans un environnement reproduisant les caractéristiques de l'espace libre sans écho électromagnétique. Mais depuis peu, la tendance s'inverse et s'explique essentiellement par deux raisons. Tout d'abord, contrairement à une CA, l'utilisation d'une CRBM permet d'éviter la recherche de la configuration d'illumination la plus défavorable pour l'Équipement Sous Test (EST), car elle permet de le soumettre à un champ statistiquement homogène isotrope. Ensuite, elle permet également de générer des champs de forte puissance avec des appareils de puissance d'émission raisonnable. Ainsi, à l'inverse d'une CA, une CRBM ne requiert pas obligatoirement l'achat d'amplificateurs. De plus, sachant que les prix des matériaux absorbants d'une CA sont très élevés, les coûts de mise en service d'une CRBM sont beaucoup plus compétitifs.

Actuellement, les chambres réverbérantes sont en plein essor car au-delà de leur «faible» coût de revient (par rapport aux chambres anéchoïques bien entendu!), elles répondent de manière satisfaisante aux exigences des normes relatives aux essais CEM. Leur utilisation pour des tests de pré-qualification et d'homologation d'équipements nécessite alors une maîtrise complète de leur comportement et de leurs performances. C'est pour mieux atteindre cet objectif qu'il devient intéressant de mener simultanément une approche expérimentale et une approche numérique. Ces deux démarches vont de pair car d'une part, pour être vraiment représentative, la modélisation numérique requiert la réalisation de mesures expérimentales pour un calibrage des différents niveaux (de champs par exemple) et d'autre part, l'expérimentation nécessite la vérification de certaines hypothèses phénoménologiques ou l'optimisation des réglages de certains équipements (la géométrie du brasseur de modes par exemple), qui sans l'aspect numérique s'avèreraient beaucoup trop longues à effectuer.

Le but de ces travaux est de déterminer un modèle numérique complet qui prendra en compte le maximum de caractéristiques réelles d'une CRBM (pertes, géométrie du brasseur, puissance injectée...), et de le valider suite à une concordance satisfaisante avec les résultats expérimentaux.

Pour simuler correctement ce moyen d'essai, il faut être capable de résoudre les équations de Maxwell établies par James Clark Maxwell en 1865 qui permettent de prédire le comportement des champs électromagnétiques. En effet, après avoir brièvement décrit ces fondements théoriques, le premier chapitre de ce manuscrit détaillera le fonctionnement d'une CRBM et mettra en avant les limitations de la théorie dite «modale»; ces dernières rendront toute résolution analytique impossible dans la majorité des cas et entraîneront obligatoirement un traitement numérique des équations de Maxwell. Ensuite, toujours dans cette partie introductive, nous préciserons les critères statistiques et normatifs permettant de garantir ou non l'uniformité et l'isotropie du champ électromagnétique au sein de l'enceinte. Enfin, nous détaillerons les caractéristiques physiques et géométriques du dispositif expérimental d'où provienne l'intégralité des mesures de cet ouvrage.

Les méthodes numériques qui aspirent à des solutions rigoureuses du problème dans le domaine dit «résonnant» se trouvent généralement confrontées à divers problèmes de modélisation. Tout d'abord, il y a la description des objets avec un pas spatial variant suivant les méthodes de $\frac{1}{5}$ à $\frac{1}{20}$ de la longueur d'onde, ce qui engendre directement un nombre conséquent d'éléments. De plus, pour que la modélisation soit la plus réaliste possible, elle doit s'efforcer de reproduire toute la complexité des géométries des objets. Enfin, les méthodes utilisées doivent faire appel à des schémas précis au coût non prohibitif en temps de calcul et en ressources mémoire. Dans le second chapitre de cet ouvrage, un bref état de l'art précisera les diverses techniques numériques utilisées par la communauté CEM dans le cadre de la modélisation de CRBMs. À la suite de

ce panorama numérique, nous définirons clairement notre problématique afin de mettre en avant les principales contraintes qui lui sont associées. La méthode des différences finies dans le domaine temporel s'avérera comme le schéma numérique satisfaisant le mieux l'ensemble de ces asservissements. Après en avoir précisé le procédé, nous présenterons succinctement les outils numériques que nous avons développés pour réaliser cette étude.

Le troisième chapitre comportera une des originalités majeures de cette thèse : il s'agira de l'utilisation de la géométrie discrète pour le maillage automatique d'objets tridimensionnels. Généralement utilisée en imagerie médicale ou en traitement d'images, ce type de géométrie est destiné à manipuler des données discrètes de façon rigoureuse, en adaptant la plupart des théorèmes de la géométrie euclidienne classique aux domaines discrets. À partir d'une analogie évidente entre les cellules unitaires des différences finies et de la géométrie discrète, nous utiliserons donc certaines propriétés fondamentales de ce puissant outil mathématique pour mailler toutes les structures géométriques potentiellement contenues dans une CRBM. La géométrie discrète permettra ainsi à son utilisateur de développer facilement son propre mailleur et d'adapter le format de sortie du maillage à ses réels besoins (cette liberté n'est pas toujours respectée lors de l'utilisation d'un logiciel commercial !). Mais surtout, contrairement aux mailleurs traditionnels, cet outil garantira la conservation de certaines propriétés topologiques essentielles telles que la connexité ou l'épaisseur, et par conséquent la meilleure représentation mathématique possible de l'objet à mailler dans une grille parallélépipédique. Nous illustrerons quelques-unes de ses nombreuses possibilités par la modélisation géométrique du brasseur de modes du LASMEA et de différents types d'antennes (log-périodiques, cornets ou paraboliques).

Après avoir traité la modélisation géométrique à l'aide de la géométrie discrète, le quatrième chapitre s'attachera à intégrer dans nos simulations numériques les principales caractéristiques du comportement intrinsèque d'une CRBM. Ainsi, nous présenterons une méthodologie afin de pouvoir véritablement prendre en considération le facteur de qualité déterminé expérimentalement dans l'enceinte ainsi que la largeur de bande associée. Puis, en utilisant la possibilité d'imposer un caractère impulsionnel aux sources d'excitation (cette opération est de surcroît nécessaire à une étude large-bande !), nous commencerons à élaborer un protocole permettant de déterminer la puissance numérique réellement injectée dans la CRBM à partir de calculs réalisés dans des configurations en espace libre. Après avoir démontré la validité de notre calcul de puissance en espace libre, nous proposerons les différents types de sources numériques susceptibles d'être utilisés pour exciter la cavité dans nos simulations temporelles et analyserons leurs caractéristiques respectives. Suite à cette étude, nous suggérerons également une procédure permettant d'ajuster les paramètres géométriques du brasseur de modes afin de maximiser l'efficacité de brassage au sein de la cavité.

Quant au dernier chapitre, il sera orienté vers la confrontation finale entre les résultats obtenus avec notre modèle numérique et ceux issus de mesures expérimentales. Mais, avant cette ultime comparaison, à l'aide d'un certain nombre de protocoles de calibration que nous définirons, nous finaliserons notre modélisation en choisissant tout d'abord le type de source le plus adapté à notre problématique. À partir de cette sélection, nous achèverons la caractérisation de la puissance numérique réellement injectée dans la CRBM en tenant compte cette fois des recouplages sur la source excitatrice, phénomène inexistant en espace libre. Puis, compte tenu que les mesures expérimentales ne peuvent délivrer à fréquence fixe une unique valeur pour le facteur de qualité, nous définirons la manière de traiter cette population pour obtenir une valeur référence nous permettant de réaliser un recalage en amplitude entre les résultats numériques et expérimentaux. Nous proposerons également une méthodologie pour intégrer les pertes réelles de la cavité dans des simulations fréquentielles et nous utiliserons le logiciel commercial FEKO[®] à des fins comparatives. Une fois ces phases d'étalonnage et de validation effectuées, nous affinerons la discrétisation spatiale de notre modèle numérique pour affiner les différentes géométries et accroître les fréquences d'étude. Nous serons alors en mesure de réaliser directement une véritable comparaison numérique/expérimental basée successivement sur les critères normatifs en vigueur et sur les critères statistiques ; lors de cette analyse, nous considérerons aussi bien les amplitudes (niveaux de champs) que les écarts-types (homogénéité et isotropie). Pour chacun des types de résultats, nous récapitulerons également l'ensemble de leur temps d'acquisition ainsi que certaines précautions à respecter pour garantir leur validité.

Enfin, le lecteur pourra également trouver en annexes :

- une table associée au test de Kolmogorov-Smirnov pour la détermination des bornes statistiques en fonction de la taille de l'échantillon et du pourcentage de confiance souhaité,
- un bref descriptif des principales autres méthodes numériques permettant de modéliser une CRBM pour préciser succinctement pour chacune d'elles leur principe de fonctionnement, leur cadre d'application, leurs avantages et inconvénients,
- le formalisme de fils minces permettant d'intégrer des structures filaires dans un code FDTD,
- la méthodologie et les équations régissant la génération classique d'ondes planes dans un code FDTD à l'aide de la formulation champ total/champ diffracté,
- les interfaces des principaux logiciels développés lors de ces travaux de thèse,
- un exemple des deux types de fichiers d'entrée utilisés lors de nos simulations numériques afin d'entrevoir toutes les possibilités du code FDTD du LASMEA.

Chapitre 1

Informations relatives aux CRBMs

Après un bref rappel des lois essentielles régissant le comportement des champs électromagnétiques, ce premier chapitre présentera le principe de fonctionnement et les principales caractéristiques d'une CRBM. Puis, nous décrirons plus précisément les propriétés du moyen d'essai disponible au LASMEA car tout au long de ces travaux, il s'agira de la référence expérimentale que nous nous attacherons à modéliser numériquement.

Nous détaillerons également les divers critères (statistiques ou normatifs) permettant de vérifier les propriétés d'homogénéité et d'isotropie indispensables à la caractérisation d'un équipement électronique.

1.1 Formulation différentielle des équations de Maxwell

Au cours des XVIII^{ème} et XIX^{ème} siècles, l'électromagnétisme a fait l'objet de nombreuses recherches expérimentales et théoriques qui ont abouti à de nombreuses lois spécifiques telles que les lois de Coulomb, de Gauss, de Biot et Savart, d'Ampère, de Laplace... En 1865, Maxwell exprima ces diverses lois de manière globale et synthétique à l'aide d'une formulation différentielle. Depuis, ces équations permettent sous cet aspect condensé de regrouper toutes les autres dans le cadre d'étude des milieux macroscopiques, la nature corpusculaire de la matière (protons, neutrons, électrons) n'étant pas prise en compte. Notons que les équations de Maxwell sont directement à l'origine de deux des plus grandes avancées de la science moderne puisqu'elles constituent le point de départ des théories de la relativité restreinte et de la physique quantique.

Ainsi, les équations de Maxwell constituent les postulats élémentaires de l'électromagnétisme, permettant une description globale du comportement des champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} . Cependant, à l'heure actuelle et dans la

majorité des cas, leur résolution n'est pas immédiate et nécessite l'utilisation de méthodes numériques (cf section 2.1).

Les phénomènes électromagnétiques dans un milieu quelconque sont caractérisés par les densités de charges et de courants, et le champ électromagnétique. En tout point $M(x, y, z)$ et à l'instant t , ce dernier est déterminé par quatre champs vectoriels :

- un **champ électrique** $\mathbf{E}(M, t)$ en V.m^{-1} ,
- un **champ magnétique** $\mathbf{H}(M, t)$ en A.m^{-1} ,
- une **induction électrique** $\mathbf{D}(M, t)$ en C.m^{-2} ,
- une **induction magnétique** $\mathbf{B}(M, t)$ en T .

Ces différentes grandeurs vérifient les équations de Maxwell décrites par le système d'équations aux dérivées partielles suivant :

- **Loi de Faraday :**

$$\text{rot}(\mathbf{E}) + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.1)$$

- **Loi d'Ampère :**

$$\text{rot}(\mathbf{H}) - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J} \quad (1.2)$$

- **Loi de Gauss électrique :**

$$\text{div}(\mathbf{D}) = \rho \quad (1.3)$$

- **Loi de Gauss magnétique :**

$$\text{div}(\mathbf{B}) = 0 \quad (1.4)$$

À partir de ces équations, nous pouvons montrer que la densité volumique de charge ρ (en C.m^{-3}) et la densité surfacique de courant \mathbf{J} (en A.m^{-2}) sont liées par l'équation dite de «conservation de la charge» :

$$\text{div}(\mathbf{J}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (1.5)$$

La prise en compte des lois de comportement des matériaux ou «lois constitutives» permet de relier les champs aux inductions. Il est également possible d'associer la densité de courant électrique au champ électrique grâce à la loi d'Ohm. Ainsi, les milieux linéaires sont caractérisés par trois fonctions μ , ε , σ variant spatialement telles que :

$$\mathbf{D} = \varepsilon \cdot \mathbf{E} \quad (1.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H} \quad (1.7)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \cdot \mathbf{E} \quad (1.8)$$

avec μ la perméabilité magnétique (en H.m^{-1}), ε la permittivité électrique du milieu (en F.m^{-1}) et σ la conductivité électrique (en S.m^{-1}).

Généralement, aux deux premiers paramètres, nous préférons utiliser une permittivité électrique ε_r et une perméabilité magnétique μ_r relatives :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \quad (1.9)$$

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (1.10)$$

où ε_0 et μ_0 correspondent respectivement à la permittivité et à la perméabilité du vide :

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36 \cdot \pi} \cdot 10^{-9} \quad (1.11)$$

$$\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \quad (1.12)$$

Ces coefficients permettent de calculer directement la vitesse de propagation c (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) du milieu. En effet, dans le cas d'un milieu non conducteur par exemple, nous avons la relation suivante :

$$c = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon \cdot \mu}} \quad (1.13)$$

À présent, nous pouvons mettre en évidence les différentes catégories de milieux. En insérant les formules (Eq. 1.6) et (Eq. 1.8) dans la loi d'Ampère (Eq. 1.2), nous obtenons :

$$\text{rot}(\mathbf{H}) = \sigma \cdot \mathbf{E} + \varepsilon \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.14)$$

où le terme $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ est appelé «densité de courant de déplacement».

Par convention, si la densité du courant de conduction est négligeable devant celle du courant de déplacement, nous parlons de «milieux diélectriques parfaits». Si la densité de courant de déplacement est négligeable devant celle du courant de conduction, nous parlons de «milieux très conducteurs». Sinon, il s'agit de «milieux diélectriques à pertes».

1.2 Principe de fonctionnement d'une CRBM

Le principe d'une CRBM est fondé sur les propriétés des cavités électromagnétiques fonctionnant en mode surdimensionné pour générer dans une cage de Faraday (cavité fermée dont toutes les parois sont métalliques) un champ électromagnétique qui sera considéré comme homogène et isotrope. Pour obtenir de telles propriétés, dans le cas d'un brassage mécanique, un brasseur métallique est utilisé pour répartir uniformément l'énergie à l'intérieur de l'enceinte. L'équipement à tester est alors statistiquement illuminé de manière homogène et isotrope par le champ électromagnétique.

1.2.1 Théorie modale d'une cage de Faraday sans perte

Une cavité électromagnétique peut être définie comme un volume au sein duquel un champ d'ondes stationnaires s'établit suite aux multiples réflexions sur les parois parfaitement conductrices de l'enceinte. La géométrie du volume peut être quelconque, mais nous considérerons uniquement le cas le plus courant, i.e. celui d'un parallélépipède rectangle (Fig. 1.1). De plus, le milieu interne correspondant à l'air est assimilé au vide de permittivité électrique ε_0 et de perméabilité magnétique μ_0 .

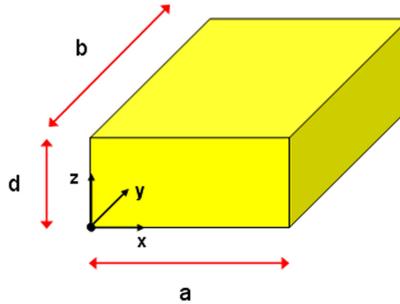


FIG. 1.1: *Cavité parallélépipédique dans un repère orthonormé.*

Si nous excitons la cavité à l'aide d'une onde électromagnétique, des champs sont générés et vérifient l'équation de propagation de Helmholtz :

$$\Delta\Psi + k^2\Psi = 0 \quad (1.15)$$

où Ψ représente indifféremment le champ électrique \mathbf{E} ou magnétique \mathbf{H} et k la constante de propagation.

Les solutions sont appelées les fonctions propres de l'équation et dépendent des valeurs propres k définies par :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (1.16)$$

où ω correspond à la pulsation de l'onde.

Pour chacune des directions de propagation (Ox), (Oy) et (Oz), il existe des solutions ou modes de type transverse électrique (TE) et de type transverse magnétique (TM). La solution générale est une combinaison linéaire de toutes ces solutions particulières.

La résolution de l'équation dans un repère cartésien en régime harmonique impose d'écrire la constante de propagation comme suit :

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (1.17)$$

En appliquant les conditions aux limites sur les parois (ce qui revient à annuler les composantes tangentielles du champ électrique et normales du champ magnétique), les composantes du nombre d'onde doivent impérativement satisfaire les relations ci-dessous [34] :

$$k_x = \frac{m \cdot \pi}{a} \quad k_y = \frac{n \cdot \pi}{b} \quad k_z = \frac{p \cdot \pi}{d} \quad \text{avec } (m, n, p) \in \mathbb{N}^3 \quad (1.18)$$

Dans une cavité, chaque mode n'existe que pour une unique fréquence dépendant du mode de la résonance (caractérisé par le triplet (m, n, p)) et des dimensions de la cage. À l'aide des équations (Eq. 1.16), (Eq. 1.17) et (Eq. 1.18), nous pouvons alors établir son expression :

$$f_{mnp} = \frac{c}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2} \quad (1.19)$$

Ainsi, le champ dans la cavité s'identifie à un spectre de raies correspondant aux modes propres de résonance TE et TM déterminés par les conditions aux limites (Tab. 1.1).

Ordre			Polarisation	Composantes non évanescentes
$m \geq 1$	$n \geq 1$	$p \geq 1$	TM	E_x, E_y, E_z, H_y, H_z
$m \geq 1$	$n \geq 1$	$p \geq 1$	TE	E_y, E_z, H_x, H_y, H_z
$m \geq 1$	$n \geq 1$	$p = 0$	TE	E_z, H_x, H_y
$m \geq 1$	$n = 0$	$p \geq 1$	TE	E_y, H_x, H_z
$m = 0$	$n \geq 1$	$p \geq 1$	TM	E_x, H_y, H_z

TAB. 1.1: Classement des modes de résonance d'une cavité.

Enfin, il existe une formule analytique définie par l'équation (Eq. 1.20) pour déterminer le nombre de modes $N(f)$ présents à une fréquence f . En dérivant l'expression $N(f)$, nous obtenons la densité de modes $D(f)$ qui exprime le nombre de modes présents dans une bande de fréquences d'un hertz (Eq. 1.21).

$$N(f) = \frac{8 \cdot \pi \cdot a \cdot b \cdot d}{3 \cdot c^3} \cdot f^3 - \left(\frac{a + b + d}{c}\right) \cdot f + \frac{1}{2} \quad (1.20)$$

$$D(f) = \frac{\partial N(f)}{\partial f} = \frac{8 \cdot \pi \cdot a \cdot b \cdot d}{c^3} \cdot f^2 - \frac{a + b + d}{c} \quad (1.21)$$

1.2.2 Extension à une cage de Faraday avec pertes

Dans la réalité, une cavité sans perte ne peut exister. En pratique, il faut tenir donc compte des diverses perturbations qui modifient le comportement électromagnétique de la cage.

Tout d'abord, il y a les **perturbations par des objets**. Il peut s'agir des équipements nécessaires au fonctionnement de la CRBM (le brasseur mécanique, les antennes d'émission ou de réception, les câbles...) ou bien des objets sous test. Une structure aux dimensions importantes introduira de nouvelles conditions limites et donc, le spectre de modes sera totalement modifié par rapport au spectre de la cavité vide.

Ensuite, il y a inéluctablement des **pertes d'énergie** dans la cavité causées essentiellement par des ouvertures dans la cage provoquant des fuites radioélectriques, par des charges ohmiques connectées aux antennes ou à l'équipement sous test, par la conductivité finie des parois ou encore par la source d'excitation qui constitue un point de fuite d'énergie.

Si la cavité était réellement sans perte, toute excitation à une fréquence fixée engendrerait théoriquement une croissance infinie du champ. Mais en réalité, le phénomène dit «de claquage» entraînerait une ionisation de l'air, empêchant ainsi d'atteindre de tels niveaux de champ.

Afin de quantifier ces pertes, un paramètre Q , assimilé au coefficient de surtension des circuits résonants, existe et s'appelle le «coefficient de qualité». Il est particulièrement important, car il permet de définir la puissance nécessaire pour obtenir un niveau de champ requis. Ce dernier étant propre à chaque CRBM, le facteur Q représente donc un élément majeur pour la caractérisation de ce type de moyen d'essai en nous informant sur sa capacité à emmagasiner de l'énergie. Expérimentalement, ce paramètre varie selon la règle suivante :

$$Q_{exp} = \frac{16.\pi^2.a.b.d}{\eta_T.\eta_R.\lambda^3} \cdot \frac{\langle P_r \rangle}{\langle P_i \rangle} \quad (1.22)$$

où P_i , P_r , η_T et η_R représentent respectivement la puissance moyenne injectée dans la cavité, la puissance moyenne reçue par l'antenne de réception, les facteurs d'efficacité des antennes de transmission et de réception.

D'un point de vue théorique, le facteur de qualité peut être évalué de manière statistique. Si nous considérons uniquement les pertes liées aux parois et aux antennes représentées respectivement par Q_{parois}^{-1} et $Q_{antennes}^{-1}$, son expression est alors la suivante :

$$Q_{th}^{-1} = Q_{parois}^{-1} + Q_{antennes}^{-1} \quad (1.23)$$

avec :

$$Q_{parois} = \frac{3.a.b.d}{2.\mu_r \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{2}{\omega.\mu_r.\mu_0.\sigma}}}_{\text{épaisseur de peau}} \cdot \underbrace{2.(a.b + a.d + b.d)}_{\text{surface intérieure}}} \quad (1.24)$$

$$Q_{\text{antennes}} = \frac{16 \cdot \pi^2 \cdot a \cdot b \cdot d}{n \cdot m \cdot \eta \cdot \lambda^3} \quad (1.25)$$

où m et n correspondent respectivement à l'adaptation et au nombre d'antennes.

L'énergie dissipée se traduit par un facteur de qualité Q fini, ce qui a pour effet immédiat de diminuer l'amplitude de champ et d'élargir la bande de fréquence Δf correspondant à la largeur à mi-hauteur de la courbe de résonance. Cet intervalle Δf , appelé «largeur de bande», est relié aux fréquences de résonance et au coefficient de qualité par la formule suivante :

$$\Delta f = \frac{f}{Q} \quad (1.26)$$

Ainsi, lorsque la fréquence augmente, les fréquences de résonance sont de plus en plus nombreuses et rapprochées. Alors arrivera le moment où les intervalles de définition de deux fréquences de résonance consécutives s'intersecteront, créant ainsi localement une zone de chevauchement : il s'agira du phénomène dit «de recouvrement» (Fig. 1.2).

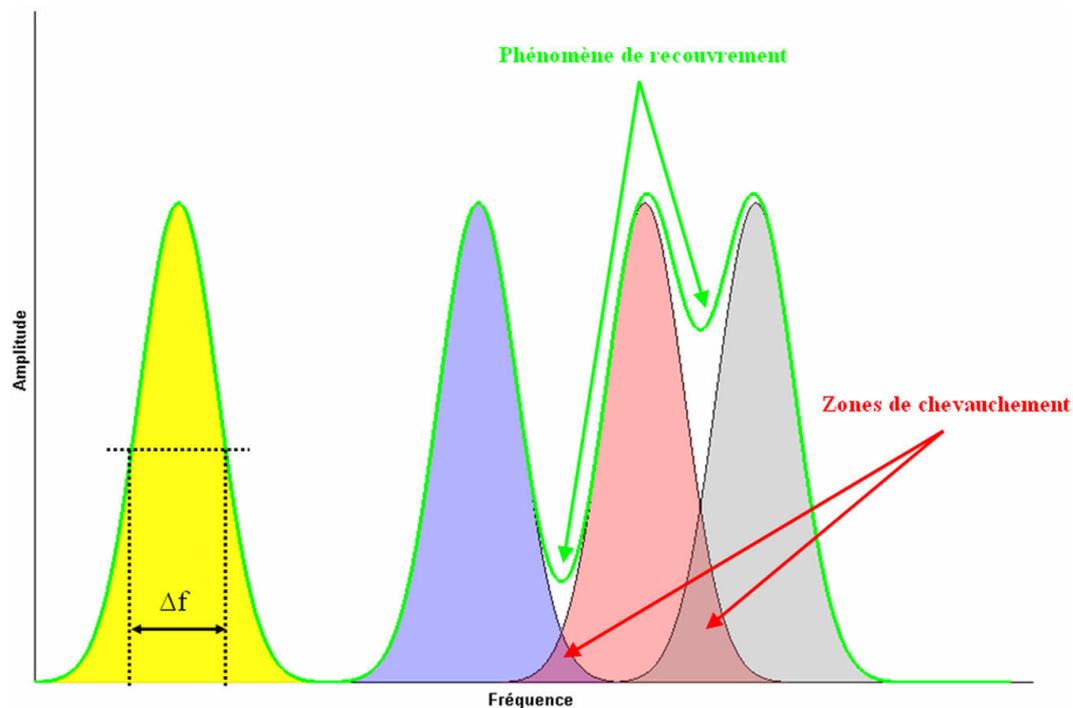


FIG. 1.2: Illustration du phénomène de recouvrement.

1.2.3 Prise en compte du brassage des modes

Aux fréquences pour lesquelles la densité de modes est suffisante, le brassage de modes repose sur l'exploitation de ce dernier paramètre afin :

- que le champ électromagnétique soit indépendant de sa position spatiale et ne privilégie aucune polarisation ; dans ce cas, nous parlons d'un champ «**homogène**» et «**isotrope**». Physiquement, ces propriétés ne sont réalisables que dans un certain volume contenu dans la chambre réverbérante communément nommé «volume utile» (ou «working volume» en anglais).
- que le champ électromagnétique ait une amplitude suffisante et ce, quelle que soit la fréquence d'excitation.

En pratique, il s'agit en réalité d'exciter un grand nombre de modes de propagation soit de façon successive, soit de façon quasi simultanée. L'idée consiste à modifier l'environnement de l'équipement sous test plutôt que de modifier la position de l'objet.

Lorsque les modes sont excités successivement, nous parlons de «**brassage mécanique**». Ce brasseur est réalisé à partir d'un dispositif métallique et asymétrique de façon à redistribuer au maximum l'énergie dans toutes les directions. Sa rotation doit alors assurer une déformation, une perturbation de l'espace et de la géométrie de l'enceinte.

Lorsque les modes sont excités de façon quasi simultanée, nous parlons de «**brassage électronique**». Cette excitation est réalisée à partir d'un générateur synthétisé qui délivre une fréquence porteuse modulée par un signal pseudo-aléatoire. Le signal résultant est un bruit rose centré autour de la fréquence de la porteuse et d'une largeur de bande atteignant quelques megahertz. Cette dernière doit être suffisante pour exciter quasi simultanément un nombre de modes suffisant.

Ces deux techniques de brassage sont tout à fait équivalentes du point de vue des propriétés de réverbération obtenues. Cependant, même si la technique électronique est plus rapide, elle n'est généralement pas retenue dans les installations actuelles, notamment en raison du temps d'exposition.

En ce qui concerne le brassage mécanique, la commande du brasseur est assurée par un moteur électrique situé à l'extérieur de l'enceinte qui peut être piloté en «**mode continu**» ou en «**mode pas à pas**».

La rotation continue permet le contrôle de la vitesse de rotation et présente un gain de temps considérable lorsqu'il s'agit d'évaluer une efficacité de blindage ou de quantifier le rayonnement d'un équipement. Effectivement dans ce type de configuration, la durée d'exposition au champ n'est pas une contrainte.

Au contraire, pour des essais en immunité, le contrôle du temps d'exposition est indispensable pour laisser le temps à l'équipement de réagir à l'agression électromagnétique. Dans ce cas, une rotation pas à pas du brasseur est préférable afin que le temps d'exposition au champ maximal puisse être parfaitement maîtrisé.

1.3 Critères statistiques de validation

À l'heure actuelle, il est impossible de caractériser le comportement d'une CRBM réelle à l'aide d'une approche modale. En guise de preuves, nous citerons simplement deux raisons :

- du fait d'un facteur de qualité propre à chaque mode excité, la mesure du champ à une position fixée fait apparaître des maxima d'amplitude quasi aléatoires,
- une comparaison des mesures de champs à deux positions différentes met en avant le fait que les maxima d'amplitude ne correspondent pas aux mêmes fréquences.

Ainsi, il s'avère nécessaire d'étudier ce moyen d'essai sous un autre aspect.

Nous utilisons alors généralement une approche statistique où le champ généré dans la CRBM correspond à une variable aléatoire soumise essentiellement à trois grandeurs qui sont l'angle du brasseur, la fréquence et la position spatiale.

Dans la suite, nous mettrons en évidence que la distribution de cette variable n'est pas purement aléatoire. Bien au contraire, elle doit suivre des lois statistiques théoriques définies qui traduiront un fonctionnement normal de la CRBM. C'est de cette adéquation entre les distributions théoriques et expérimentales que résulteront les critères statistiques de validation du moyen d'essai. Quant aux distributions, elles seront exprimées simultanément à l'aide de leur fonction de densité de probabilité (PDF : Probability Density Function) et de leur fonction de répartition (CDF : Cumulative Density Function), la seconde correspondant par définition à une simple intégration de la première.

1.3.1 PDF et CDF théoriques du champ

Par hypothèse, dans une cavité parallélépipédique idéale, la distribution du champ suit une loi sinusoïdale déterminée par la stimulation d'un mode. Mais dans la CRBM, la présence d'objets diffractants (en particulier le brasseur) a pour effet de perturber cette distribution. Cependant, leur volume ne représentant qu'une faible fraction de la cavité, leur influence électromagnétique se traduit simplement par une modulation aléatoire de l'amplitude de ces sinusoïdes suivant la loi de distribution dite «du Chi-Deux» (notée usuellement χ^2).

Pour démontrer cette propriété, il faut exprimer le champ électromagnétique comme une variable complexe ; ainsi, chacune des trois composantes cartésiennes du champ électrique s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{cases} E_x = E_{x_r} + \mathbf{i}.E_{x_i} \\ E_y = E_{y_r} + \mathbf{i}.E_{y_i} \\ E_z = E_{z_r} + \mathbf{i}.E_{z_i} \end{cases} \quad (1.27)$$

Chacune de ces six composantes complexes est elle-même la somme de plusieurs variables aléatoires, correspondant aux amplitudes (supposées indépendantes) de l'ensemble des modes :

$$\begin{cases} E_x = \sum_{m,n,p} E_{x_r}^{mnp} + \mathbf{i}. \sum_{m,n,p} E_{x_i}^{mnp} \\ E_y = \sum_{m,n,p} E_{y_r}^{mnp} + \mathbf{i}. \sum_{m,n,p} E_{y_i}^{mnp} \\ E_z = \sum_{m,n,p} E_{z_r}^{mnp} + \mathbf{i}. \sum_{m,n,p} E_{z_i}^{mnp} \end{cases} \quad (1.28)$$

De plus, après leur avoir appliqué le théorème central limite, elles suivent toutes une loi normale. En l'absence de couplage entre l'antenne d'émission et le point de mesure, leur amplitude moyenne est nulle (Eq. 1.29) ; elles sont alors régies par une loi normale centrée. Ainsi, chacune des six composantes a pour densité de probabilité la fonction f_1 (Eq. 1.30) et pour fonction de répartition F_1 (Eq. 1.31), où σ représente l'écart-type de la variable x .

$$\langle E_{x_r} \rangle = \langle E_{x_i} \rangle = \langle E_{y_r} \rangle = \langle E_{y_i} \rangle = \langle E_{z_r} \rangle = \langle E_{z_i} \rangle = 0 \quad (1.29)$$

$$f_1(x) = \frac{1}{\sigma.\sqrt{2.\pi}}.e^{-\frac{x^2}{2.\sigma^2}} \quad (1.30)$$

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \cdot \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x}{\sigma.\sqrt{2}} \right) \right] \quad (1.31)$$

À partir de cette expression, nous pouvons définir l'expression de la fonction f_2 correspondant à la densité de probabilité de l'amplitude quadratique d'une composante cartésienne de champ (Eq. 1.32). Cette variable provenant de la somme des carrés de deux variables aléatoires suivant une loi normale, suit donc une loi du χ^2 à deux degrés de liberté. L'expression de la PDF de l'amplitude quadratique est donnée par l'équation (Eq. 1.33) pour une variable E_c , représentant indifféremment chacune des composantes cartésiennes de \mathbf{E} . Bien entendu, cette notation s'applique de la même façon pour la fonction de répartition F_2 exprimée par l'égalité (Eq.1.34).

$$|E_c|^2 = E_{c_r}^2 + E_{c_i}^2 \quad (1.32)$$

$$f_2(|E_c|^2) = \frac{1}{2 \cdot \sigma^2} \cdot e^{-\frac{|E_c|^2}{2 \cdot \sigma^2}} \quad (1.33)$$

$$F_2(|E_c|^2) = 1 - e^{-\frac{|E_c|^2}{2 \cdot \sigma^2}} \quad (1.34)$$

L'amplitude quadratique du champ total (Eq. 1.35) suit quant à elle une loi du χ^2 à six degrés de liberté. L'expression de la densité de probabilité correspondante f_3 est donnée par l'équation (Eq. 1.36).

$$|\mathbf{E}|^2 = E_{x_r}^2 + E_{x_i}^2 + E_{y_r}^2 + E_{y_i}^2 + E_{z_r}^2 + E_{z_i}^2 \quad (1.35)$$

$$f_3(|\mathbf{E}|^2) = \frac{|\mathbf{E}|^4}{16 \cdot \sigma^6} \cdot e^{-\frac{|\mathbf{E}|^2}{2 \cdot \sigma^2}} \quad (1.36)$$

Comme composantes réelles et imaginaires suivent toutes la même loi et que nous avons supposé qu'elles évoluaient indépendamment les unes des autres, l'amplitude quadratique moyenne de chaque composante est identique ce qui amène la relation ci-dessous :

$$\langle E_{x_r}^2 \rangle = \langle E_{x_i}^2 \rangle = \langle E_{y_r}^2 \rangle = \langle E_{y_i}^2 \rangle = \langle E_{z_r}^2 \rangle = \langle E_{z_i}^2 \rangle = \frac{E_0^2}{6} = \sigma^2 \quad (1.37)$$

Ces différentes relations illustrent les deux propriétés fondamentales sur lesquelles s'appuie la théorie des CRBMs : l'homogénéité et l'isotropie. Dans le volume utile, sur une révolution complète du brasseur, les composantes de champ ont la même amplitude en moyenne et la même distribution quelle que soit la position spatiale : le champ est donc homogène. Sur une révolution complète du brasseur, les composantes de champ ont la même amplitude quadratique moyenne et la même loi de distribution : le champ est donc isotrope.

Remarque : *l'indépendance des composantes d'une population X de mesures relevées régulièrement sur une révolution de brasseur, s'établit par l'intermédiaire d'un paramètre ρ , appelé «coefficient de corrélation». Si nous définissons X_i une distribution linéaire de N échantillons et Y_i la même distribution mais décalée de m échantillons, le coefficient de corrélation est déterminé comme suit [33] :*

$$\forall m \in [1; N], \quad \rho_m = \frac{N-1}{N} \cdot \frac{\sum_{i=1}^N (X_i - \langle X \rangle) \cdot (Y_i - \langle X \rangle)}{\sum_{i=1}^N (X_i - \langle X \rangle)^2} \quad (1.38)$$

Pour affirmer que deux échantillons sont indépendants, nous utilisons le critère suivant [72,73] :

$$|\rho_m| < \frac{1}{e} \quad (1.39)$$

Ainsi, si ce critère n'est pas vérifié, ceci traduit une différence linéaire non significative entre les deux échantillons, ce qui peut être engendré entre autres par une différence angulaire trop faible ou par une éventuelle symétrie du brasseur de modes. De plus, le tracé du coefficient de corrélation en fonction de m permet de déterminer l'angle minimal de non-corrélation entre deux échantillons consécutifs : en effet, il s'agit de l'angle minimal vérifiant l'inégalité (Eq. 1.39).

1.3.2 Tests statistiques mis en jeu

Comme nous venons de le voir, les différentes grandeurs du champ électromagnétique obéissent à des lois statistiques connues qui, sous certaines conditions, permettent de garantir l'uniformité et l'isotropie du champ. Ainsi, il faut déterminer des tests statistiques permettant d'établir si une population de mesures (expérimentales ou numériques) suit ou ne suit pas les lois de distribution théoriques associées ; bien entendu, une simple comparaison visuelle serait inapplicable, insuffisante et inexploitable.

A priori, nous pouvons appliquer nos tests statistiques soit à des densités de probabilité (PDF), soit à des fonctions de répartition (CDF). Mais en réalité, la PDF issue des mesures n'est pas une représentation fiable, car une simple modification du nombre de subdivisions choisi initialement lors de sa construction lui fait subir d'importantes variations [34]. La détermination de la CDF quant à elle, permet de nous affranchir de ce problème car l'erreur introduite liée à l'échantillonnage est lissée par l'opération d'intégration. Si nous considérons N observations d'un échantillon Y , l'expression de la CDF associée est donc la suivante :

$$F_N(t) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \begin{cases} 1 & \text{si } y_i \leq t \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.40)$$

Ainsi, du fait de sa plus grande stabilité, nous considérerons lors de ces tests statistiques uniquement les fonctions de répartition.

De plus, pour une position fixée, la sonde de champ évalue selon un repère orthonormal l'amplitude des trois composantes de la résultante du champ électrique, mais toutes les valeurs mesurées sont strictement réelles et positives. Donc, cette caractéristique de mesure ne nous permet pas de vérifier l'hypothèse formulée par l'équation (Eq. 1.29) et nous oblige à tester l'uniformité et l'isotropie du champ à l'aide de l'amplitude quadratique. Plus précisément, nous considérerons l'amplitude quadratique normalisée par sa moyenne afin de simplifier la distribution théorique à une simple loi exponentielle de paramètre 1.

Finalement, le champ sera considéré :

- comme uniforme si les distributions des amplitudes quadratiques normalisées des trois composantes de champ s'assimilent à une loi exponentielle de paramètre 1.
- comme isotrope si la distribution de l'amplitude quadratique normalisée du champ total s'assimile à une loi exponentielle de paramètre 1.

Test de Kolmogorov-Smirnov (Test du KS)

Avec l'un des tests du χ^2 (adéquation, homogénéité, indépendance), le test de Kolmogorov-Smirnov est un des plus importants tests d'adéquation. Son utilisation a pour objectif d'établir si l'hypothèse H_0 selon laquelle un N -échantillon a été prélevé dans une population ayant une distribution donnée est plausible ou non.

Il s'agit également d'un test non-paramétrique : autrement dit, il ne place aucune contrainte sur la distribution de référence et ne nécessite pas qu'elle soit connue sous forme analytique (bien que ce soit le plus courant).

Dans notre cas, le principe du test de Kolmogorov-Smirnov est de déterminer l'écart maximal D_N (Eq. 1.41) entre la fonction de répartition théorique CDF_{th} et la fonction de répartition expérimentale CDF_{exp} , puis de le comparer à une valeur seuil $KS_{N,\alpha}$ qui nous permettra d'accepter ou de rejeter H_0 . Une table associée à ce test (cf annexe A) nous donne la valeur de $KS_{N,\alpha}$ en fonction de la taille N de l'échantillon à tester et du pourcentage de confiance $(1 - \alpha)$ souhaité, où le paramètre α représente la probabilité que l'hypothèse H_0 soit rejetée à tort.

$$D_N = \sup_N |CDF_{th} - CDF_{exp}| \quad (1.41)$$

Si $D_N < KS_{N,\alpha}$, alors l'hypothèse H_0 est acceptée, i.e. les fonctions de répartition CDF_{th} et CDF_{exp} sont considérées comme équivalentes. Sinon, l'hypothèse H_0 est refusée, i.e. les fonctions de répartition CDF_{th} et CDF_{exp} sont considérées comme différentes.

Il est intéressant de remarquer que ce test réduit toute l'information à D_N et ne tient compte que de la dispersion verticale. Ceci engendre une certaine stabilité sur les résultats fournis par ce test statistique.

Enfin, sachant que les mesures sont effectuées en plusieurs emplacements, nous utilisons généralement une grandeur nommée «Taux de Réussite au test de Kolmogorov-Smirnov» (TRKS) dans le but de synthétiser les résultats. Elle correspond alors au pourcentage de succès au test du KS sur l'ensemble des points de mesure.

Test de l'écart-type (Test SD1)

Le test SD1 (SD : Standard Deviation) est issu de certaines propriétés de la loi exponentielle de paramètre λ . En effet, si X une variable aléatoire suit ce type de distribution, alors son espérance E et son écart-type σ respectent les égalités suivantes :

$$E(X) = \frac{1}{\lambda} \quad (1.42)$$

$$\sigma(X) = \frac{1}{\lambda} \quad (1.43)$$

Mais dans notre cas, X représente une amplitude quadratique normalisée du champ, donc par défaut, $E(X) = 1$ et $\lambda = 1$. Ce test statistique revient alors à déterminer l'écart-type de notre échantillon de mesures et à le comparer avec la valeur unitaire. Si ce dernier appartient à l'intervalle $[1 - \alpha; 1 + \alpha]$, alors les deux distributions sont considérées comme équivalentes au niveau de confiance $(1 - \alpha)$.

Contrairement au test de Kolmogorov-Smirnov, ce test ne tient compte que de la dispersion horizontale de X . Le premier inconvénient est qu'il devient alors très facile de créer artificiellement un exemple d'échantillon Y dont l'écart-type vaut 1, mais dont la fonction de répartition est très éloignée de la courbe théorique. Le second inconvénient vient de son importante instabilité : en effet, en pratique, sur une révolution de brasseur, quelques valeurs de champ très supérieures aux autres imposent quasiment à elles seules le sort du test de l'écart-type. Nous avons donc remédié à ces deux défauts majeurs et reporté les rectifications dans un test que nous nommerons «test de l'écart-type modifié».

Test de l'écart-type modifié (Test SD2)

Ce test de l'écart-type modifié est basé sur le même critère que le test précédent, i.e. la concordance de l'écart-type σ_{exp} d'un N -échantillon de mesures avec 1. Mais la différence provient d'une détermination différente de la quantité σ_{exp} . Plutôt que de calculer σ_{exp} indépendamment des valeurs de la fonction de répartition associée comme précédemment, nous corrélons ces deux entités.

Partant de l'hypothèse que la variable aléatoire suit normalement une loi exponentielle, nous recherchons le paramètre λ_{exp} de la fonction $t \rightarrow 1 - e^{-\lambda.t}$ qui approximera le mieux le nuage de points (\mathbf{X}, \mathbf{Y}) au sens des moindres carrés, i.e qui minimisera la somme au carré des segments jaunes représentés sur (Fig. 1.3).

Pour ce faire, nous transformons tout d'abord les N équations que sont censées vérifier chaque couple (X_i, Y_i) pour i variant de 1 à N (Eq. 1.44). Nous leur appliquons la fonction logarithme népérien pour supprimer les exponentielles

encombrantes (Eq. 1.45) ; cette opération ne modifie en rien le système initial du fait de la bijectivité du logarithme. Ensuite, après un changement de variable (Eq. 1.46), nous effectuons une simple régression linéaire pour déterminer $\lambda_{exp} = \sigma_{exp}^{-1}$.

$$Y_i = 1 - e^{-\lambda_{exp} \cdot X_i} \quad (1.44)$$

$$\iff \ln(1 - Y_i) = -\lambda_{exp} \cdot X_i \quad (1.45)$$

$$\iff \ln(1 - Y_i) = Z_i = -\lambda_{exp} \cdot X_i \quad (1.46)$$

Ainsi, comme l'illustre la figure (Fig. 1.3), le test statistique SD2 fournit une meilleure représentativité de la CDF de la population expérimentale que la version SD1, car il prend en compte de façon équitable l'ensemble des couples (X_i, Y_i) formant la fonction de répartition. De plus, du fait du lissage obtenu par l'opération des moindres carrés et sous réserve que le nombre initial d'échantillons soit suffisamment important, la CDF résultant du SD2 est beaucoup moins sujette aux variations de N que celle issue du SD1.

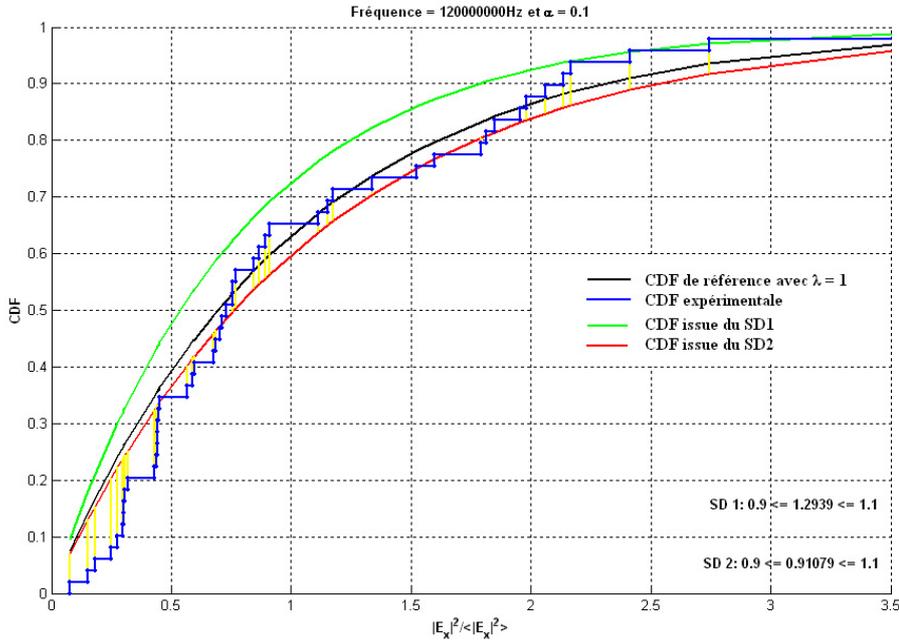


FIG. 1.3: Comparatif des CDFs issues des tests SD1 et SD2 à partir d'une population de mesures de champ électrique total.

Cet exemple met bien en évidence l'importance du choix du test, car pour un pourcentage de confiance de 90%, les CDFs théorique et expérimentale sont considérées comme équivalentes avec le SD2 et comme différentes avec le SD1.

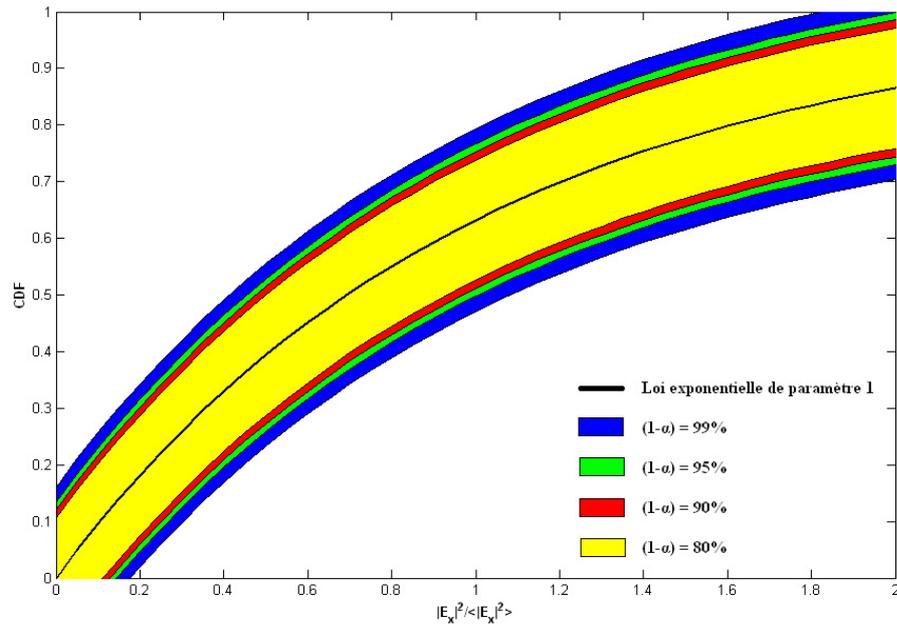


FIG. 1.4: Zones d'acceptation du test de Kolmogorov-Smirnov en fonction du pourcentage de confiance $(1 - \alpha)$ pour $N > 100$.

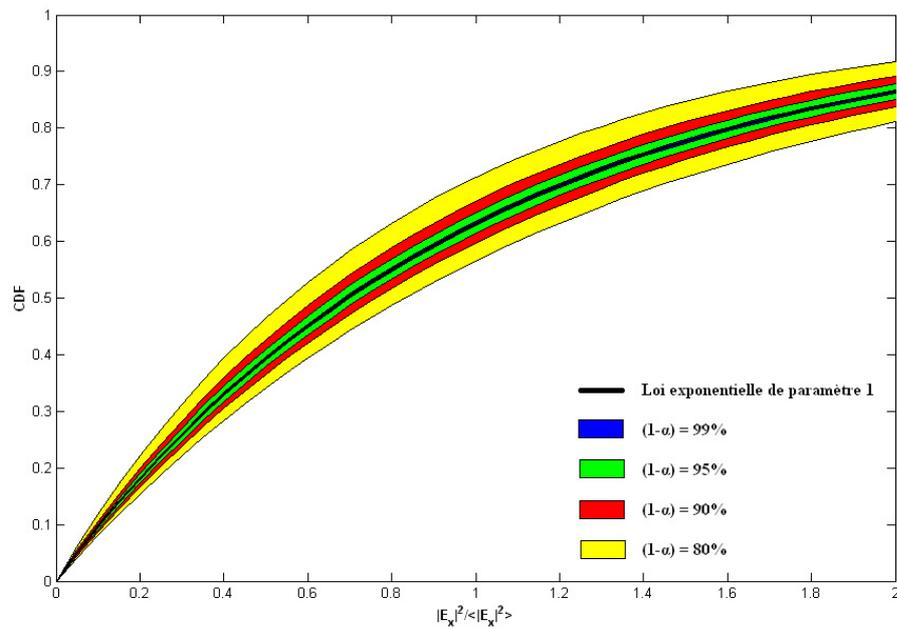


FIG. 1.5: Zones d'acceptation des tests de l'écart-type en fonction du pourcentage de confiance $(1 - \alpha)$ pour $N > 100$.

Bilan

En résumé, nous venons de montrer que le test du SD2 procure des informations concernant la tendance générale de la CDF testée, tandis que le test du KS renseigne sur l'envergure des oscillations parasites autour de la CDF de référence. Une analogie simple reviendrait à assimiler le premier test à un test sur la moyenne et le second à un test sur l'écart-type. Ceci met bien en évidence la complémentarité de ces deux tests. Cependant, une difficulté majeure persiste actuellement.

En effet, à pourcentage de confiance $(1-\alpha)$ équivalent, les deux tests évoluent de manière opposée. Lorsque la variable α diminue par exemple, le test du SD2 réfute davantage d'hypothèses d'équivalence entre les CDFs tandis que le test du KS devient beaucoup moins sélectif (Fig. 1.4 et 1.5). Ainsi, tant que la variable α n'aura pas une signification commune, il sera impossible d'utiliser simultanément ces deux tests. De plus, sachant que le test du SD1 est inopérant et que le seuillage de la quantité α n'est pas encore réglementé, nous sommes contraints dans l'immédiat de nous contenter des critères normatifs.

1.4 Critères normatifs de validation

Les critères normatifs de validation d'une CRBM sont actuellement réglementés entre autres par les normes IEC 61000-4-21 et RTCA/DO-160 [72,73]. Ces deux normes régissent les tests de susceptibilité et d'émission d'équipements électriques et électroniques. Elles établissent les procédures de test requises pour l'utilisation d'une CRBM pour des essais en immunité rayonnée et en émission rayonnée. Une fois cette procédure de calibrage correctement effectuée, le respect de ces normes garantit une bonne reproductibilité des essais. Cependant, d'une norme à l'autre, les paramètres considérés peuvent varier : citons par exemple les nombres de points de mesure ou de pas de brasseur sur certaines gammes de fréquences.

Dans toute la suite de ce chapitre, nous noterons $(U)_{i,j}$ la mesure de la composante U issue du $i^{\text{ème}}$ point de mesure et de la $j^{\text{ème}}$ position angulaire. De plus, \leftrightarrow et $\langle . \rangle$ correspondront respectivement à une normalisation sur un tour de brasseur et à un moyennage sur l'ensemble des points de mesure. Enfin, nous restreindrons notre étude à l'aspect normatif des champs électriques, ignorant ainsi les extraits relatifs aux notions de puissance.

1.4.1 Norme IEC 61000-4-21

Tout d'abord, la norme IEC 61000-4-21 est applicable en mode pas à pas et en mode continu. De plus, le nombre N de positions pour le calibrage est de huit, i.e. les huit coins du volume utile.

Pour chaque fréquence d'étalonnage et chaque point de mesure, les mesures du champ maximal sur une révolution complète du brasseur sont normalisées par rapport à la racine carrée de la puissance injectée exprimée en watts :

$$\forall r \in \{x, y, z\}, \quad \left(\overleftrightarrow{E}_r\right)_i = \frac{\max_j ((E_r)_{i,j})}{\sqrt{P_{inj}}} \quad (1.47)$$

Puis pour chaque fréquence d'étalonnage, nous moyennons les quantités exprimées par l'équation (Eq. 1.47) par rapport au nombre de points de mesure :

$$\forall r \in \{x, y, z\}, \quad \left\langle \overleftrightarrow{E}_r \right\rangle_N = \frac{\sum_{i=1}^N \left(\overleftrightarrow{E}_r\right)_i}{N} \quad (1.48)$$

Nous effectuons une opération similaire pour déterminer la valeur moyenne des mesures maximales en donnant un poids égal à chaque axe :

$$\left\langle \overleftrightarrow{E} \right\rangle_{3.N} = \frac{\sum_{i=1}^N \left(\overleftrightarrow{E}_x\right)_i + \sum_{i=1}^N \left(\overleftrightarrow{E}_y\right)_i + \sum_{i=1}^N \left(\overleftrightarrow{E}_z\right)_i}{3.N} \quad (1.49)$$

L'uniformité du champ est définie comme un écart-type par rapport à la valeur moyenne des mesures maximales obtenue en chacun des N emplacements et sur un tour de brasseur. L'écart-type est calculé de façon indépendante pour chaque axe et pour l'ensemble des données, de la façon suivante :

$$\forall r \in \{x, y, z\}, \quad \sigma'_r = 1,06 \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \left[\left(\overleftrightarrow{E}_r\right)_i - \left\langle \overleftrightarrow{E}_r \right\rangle_N \right]^2}{N-1}} \quad (1.50)$$

$$\sigma'_{3.N} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \sum_{r=\{x,y,z\}} \left[\left(\overleftrightarrow{E}_r\right)_i - \left\langle \overleftrightarrow{E} \right\rangle_{3.N} \right]^2}{3.N-1}} \quad (1.51)$$

Mais généralement, sachant que les prescriptions de tolérance sont définies en décibels, ces formules d'écart-types sont exprimées elles-aussi en décibels :

$$\forall r \in \{x, y, z\}, \quad \sigma_r = 20 \cdot \log \left(\frac{\sigma'_r + \left\langle \overleftrightarrow{E}_r \right\rangle_N}{\left\langle \overleftrightarrow{E}_r \right\rangle_N} \right) \quad (1.52)$$

$$\sigma_{3.N} = 20 \cdot \log \left(\frac{\sigma'_{3.N} + \left\langle \overleftrightarrow{E} \right\rangle_{3.N}}{\left\langle \overleftrightarrow{E} \right\rangle_{3.N}} \right) \quad (1.53)$$

Bande de fréquences	Seuil maximal toléré
80 - 100 MHz	4 dB *
100 - 400 MHz	Décroissance linéaire de 4 à 3 dB *
> 400 MHz	3 dB *
* un maximum de 3 fréquences par octave peut dépasser l'écart-type autorisé dans une proportion ne dépassant pas 1dB de la tolérance exigée.	

TAB. 1.2: *Prescriptions de tolérance.*

D'après cette norme, les écart-types doivent respecter les contraintes du tableau (Tab. 1.2).

Ainsi, si les écart-types σ_r de chaque composante cartésienne du champ électrique définis par l'égalité (Eq. 1.52) respectent les prescriptions de tolérance du tableau (Tab. 1.2), alors les propriétés d'uniformité sont considérées comme vérifiées. S'il en est de même pour la quantité $\sigma_{3,N}$ définie par l'équation (Eq. 1.53), alors nous considérons de manière analogue que les propriétés d'isotropie sont garanties.

Enfin, les informations concernant les minima des échantillonnages fréquentiel et angulaire sont récapitulées dans le tableau (Tab. 1.3).

Bande de fréquences	Nombre de pas de brasseur	Nombre de fréquences
f_s à $3.f_s$	50	20
$3.f_s$ à $6.f_s$	18	15
$6.f_s$ à $10.f_s$	12	10
> $10.f_s$	12	20 par décade

TAB. 1.3: *Prescriptions d'échantillonnage.*

1.4.2 Norme RTCA/DO-160

Contrairement à la norme IEC 61000-4-21, la norme RTCA/DO-160 ne définit les procédures que pour le mode pas à pas. Le nombre N de points de mesure pour le calibrage est à présent de neuf, i.e. les huit coins du volume utile ainsi que son point central.

Sinon, toutes les formules de la norme RTCA/DO-160 sont identiques à la norme précédente, tout comme les seuils de tolérance. Seules les prescriptions d'échantillonnage sont modifiées et reportées dans le tableau (Tab. 1.4).

Bande de fréquences	Nombre de pas de brasseur	Nombre de fréquences
f_s à $4.f_s$	60	50 par décade
$4.f_s$ à $8.f_s$	36	50 par décade
$> 8.f_s$	18	20 par décade

TAB. 1.4: *Prescriptions d'échantillonnage.*

Enfin, cette norme spécifie une nouvelle entité, qui correspond au champ électrique total normalisé pour chaque point de mesure :

$$\left(\overleftrightarrow{E}_{total}\right)_i = \frac{\max_j \left(\sqrt{(E_x)_{i,j}^2 + (E_y)_{i,j}^2 + (E_z)_{i,j}^2} \right)}{\sqrt{P_{inc}}} \quad (1.54)$$

1.5 Description de la CRBM du LASMEA

FIG. 1.6: *Vue intérieure de la CRBM du LASMEA.*

La CRBM du LASMEA (Fig. 1.6) est le moyen d'essai d'où proviennent toutes les données expérimentales de ce manuscrit. Ses caractéristiques géo-

métriques essentielles sont brièvement récapitulées dans cette section, car une connaissance précise de ces paramètres est indispensable pour une représentativité de qualité du modèle numérique associé. De plus, ces informations s'avèreront nécessaires pour d'éventuelles comparaisons code à code.

Remarque : *en arrière-plan de la figure (Fig. 1.6), nous pouvons voir une antenne log-périodique qui correspond à l'antenne d'émission alimentée par un synthétiseur de fréquences. Afin d'éviter tout couplage direct avec le point de mesure et donc vérifier l'égalité (Eq. 1.29), elle est orientée sur une arête de la cavité. Ensuite, sur un trépied jaune, nous distinguons la sonde de champ isotropique qui permet de mesurer en un emplacement fixé les trois composantes cartésiennes du champ électrique ainsi que le champ électrique total. Enfin, au premier plan, située dans le volume utile, nous apercevons une autre antenne log-périodique, mais qui cette fois correspond à l'antenne de réception grâce à laquelle sont effectuées les mesures de puissance indispensables à la détermination du facteur de qualité expérimental.*

N°	Longueur (m)	Largeur (m)	Décrochement (°)	θ (°)	$\Delta\theta$ (°)
Pale 1	1,000	0,635	0,09	-72,0	141,5
Pale 2	1,000	0,635	0,09	69,5	
Pale 3	1,200	0,635	0,05	142,5	120,5
Pale 4	1,200	0,635	0,05	22,0	
Pale 5	1,350	0,635	0,05	-69,0	157,0
Pale 6	1,350	0,635	0,05	134,0	
Pale 7	0,900	0,635	0,18	-71,0	156,0
Pale 8	0,900	0,635	0,18	133,0	

TAB. 1.5: *Caractéristiques des pales du brasseur du LASMEA.*

Les dimensions de la CRBM du LASMEA sont relativement importantes puisqu'elle mesure 6,7 m × 8,4 m × 3,5 m. Elle est équipée d'un brasseur de modes mécanique, composé de deux paires de quatre pales métalliques dont les axes porteurs sont perpendiculaires. Les coordonnées respectives de l'intersection des axes horizontaux avec l'axe vertical (les points A et B sur la figure (Fig. 1.7)) sont 4,45 m × 6,13 m × 1,19 m et 4,45 m × 2,48 m × 1,19 m. De plus, les dimensions et l'orientation de chacune des pales sont récapitulées dans le tableau (Tab. 1.5). Le décrochement s'assimile à la distance horizontale entre le mât vertical (de six centimètres de diamètre) et le bord de la pale ; quant à l'angle θ , il correspond à l'angle d'inclinaison d'une pale par rapport à l'axe central dans le référentiel horizontal standard. En ce qui concerne les matériaux de la CRBM, les parois et les pales sont respectivement composées d'électrozincage et d'aluminium, dont les conductivités réelles approximent théoriquement 1.10^6 S.m^{-1} et $37,7.10^6 \text{ S.m}^{-1}$.

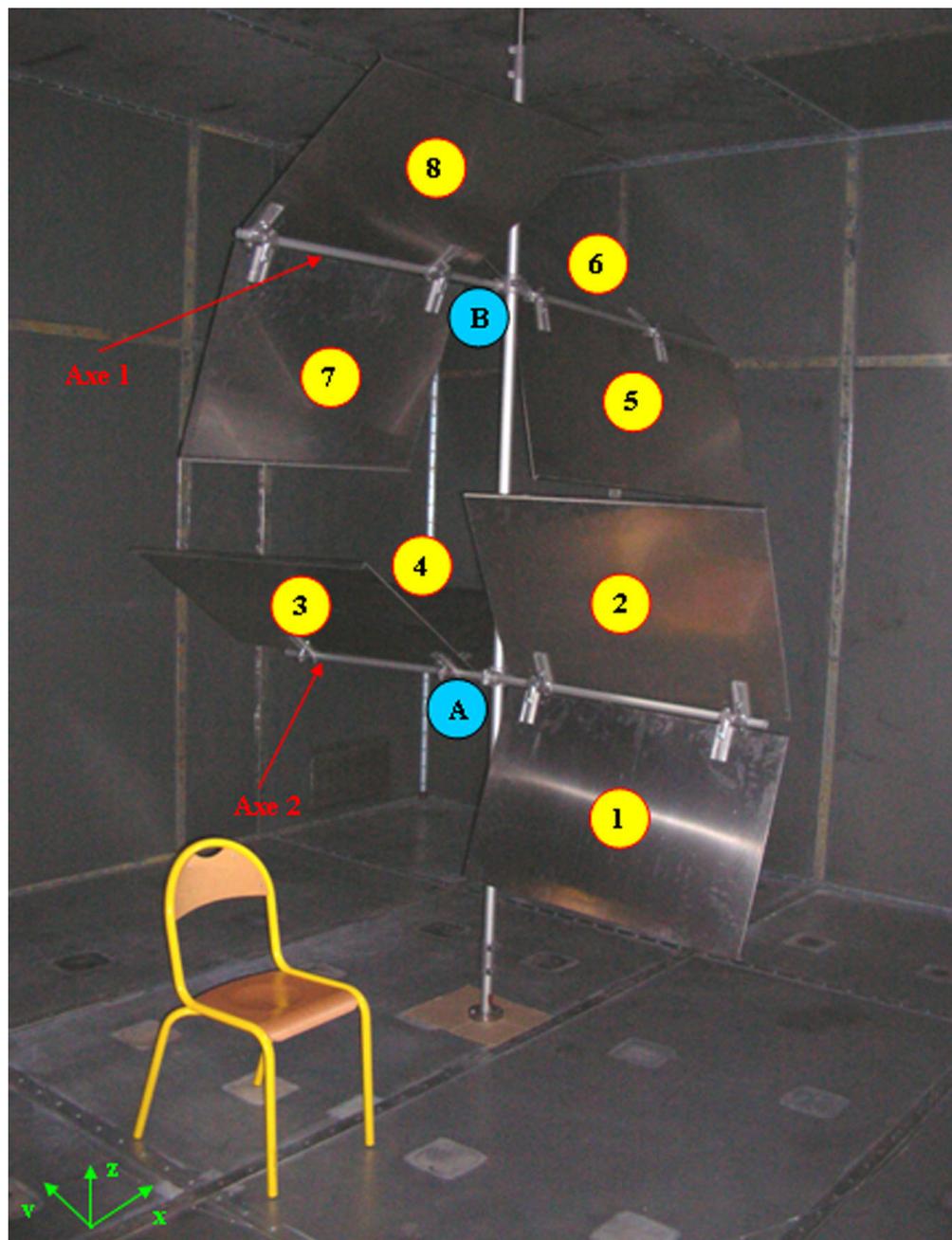


FIG. 1.7: *Le brasseur de modes du LASMEA à sa position d'origine.*

Afin de pouvoir vérifier les propriétés d'uniformité et d'isotropie du champ, le protocole expérimental impose que toutes les mesures s'effectuent au sein d'un volume utile. De manière strictement heuristique, les normes proposent de placer ses extrémités à $\frac{\lambda_s}{4}$ des parois, où λ_s est la longueur d'onde associée à la fréquence minimale f_s d'utilisation de la CRBM. Ainsi, le volume utile étant suffisamment éloigné des parois de la cage, les composantes tangentielles du champ électrique ne s'annulent pas et peuvent vérifier l'équation (Eq. 1.37).

Au LASMEA, nous avons déterminé expérimentalement un premier petit volume utile («PVU») vérifiant les critères d'homogénéité et d'isotropie imposés par les normes. Puis, jusqu'à ce que cette dernière contrainte ne soit plus vérifiée, nous l'avons agrandi afin d'obtenir un second volume utile plus grand («GVU») qui permettra donc de tester des équipements aux dimensions plus importantes. Les essais réalisés dans le cadre de ces travaux de thèse feront intervenir ces deux volumes. Les positions de leurs extrémités et de leur barycentre au sein de la CRBM sont récapitulées dans le tableau (Tab. 1.6).

PVU				GVU			
Points	x (m)	y (m)	z (m)	Points	x (m)	y (m)	z (m)
Pt 1	2,34	1,30	1,46	Pt 1	1,25	0,75	1,46
Pt 2	2,34	3,33	1,46	Pt 2	1,25	3,90	1,46
Pt 3	4,37	1,30	1,46	Pt 3	5,45	0,75	1,46
Pt 4	4,37	3,33	1,46	Pt 4	5,45	3,90	1,46
Pt 5	2,34	1,30	2,06	Pt 5	1,25	0,75	2,06
Pt 6	2,34	3,33	2,06	Pt 6	1,25	3,90	2,06
Pt 7	4,37	1,30	2,06	Pt 7	5,45	0,75	2,06
Pt 8	4,37	3,33	2,06	Pt 8	5,45	3,90	2,06
Pt 9	3,35	2,31	1,76	Pt 9	3,35	2,32	1,76

TAB. 1.6: *Définition des volumes utiles de la CRBM du LASMEA, déterminés de manière expérimentale.*

Maintenant que nous avons présenté les principales informations relatives au fonctionnement d'une CRBM et mis en évidence l'absence de solutions analytiques, nous devons déterminer l'outil qui pour ce type de problématiques propose le meilleur compromis entre qualité de la représentation numérique et efficacité de sa résolution. Ce sera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 2

Présentation des outils numériques de simulation

Dans ce chapitre, nous présenterons succinctement un panorama des méthodes numériques généralement utilisées pour simuler une CRBM. Nous définirons leurs cadres d'application, leurs possibilités actuelles tout en essayant de souligner leurs avantages et leurs inconvénients respectifs.

Comme dans tous les problèmes courants d'électromagnétisme, deux classes apparaissent généralement dans la littérature :

- les méthodes dites «**surfaci**ques» pour lesquelles les équations de Maxwell sont transformées en équations de propagation résolues à l'aide de fonctions de Green des milieux considérés et aboutissent à des formes intégrales de surfaces ou de fils,
- les méthodes dites «**volumi**ques» pour lesquelles les équations de Maxwell sont prises de façon locale pour être appliquées dans différents milieux en leur associant des conditions locales de limites ou de raccordements avant de les résoudre numériquement.

Puis, au sein de ces deux catégories, nous distinguerons également deux types de problèmes :

- les problèmes dits «**temporels**» où le temps est considéré comme une variable, c'est ce que nous appelons les «problèmes d'évolution ou transitoires»,
- les problèmes dits «**fréquentiels**» où le temps n'intervient que par l'intermédiaire de la fréquence de la source (donc comme paramètre). Ainsi, la solution recherchée est une fonction dépendant de la position spatiale des variables et périodique en temps : nous parlons alors de «solutions harmoniques en temps».

Après avoir effectué un état des lieux général, nous détaillerons plus précisément notre problématique, puis nous expliciterons les critères et les contraintes qui ont fait des différences finies dans le domaine temporel notre outil numérique.

Enfin, après un bref rappel du principe de ce schéma numérique, nous présenterons rapidement les outils informatiques que nous avons développés et utilisés pour mener à bien ces travaux.

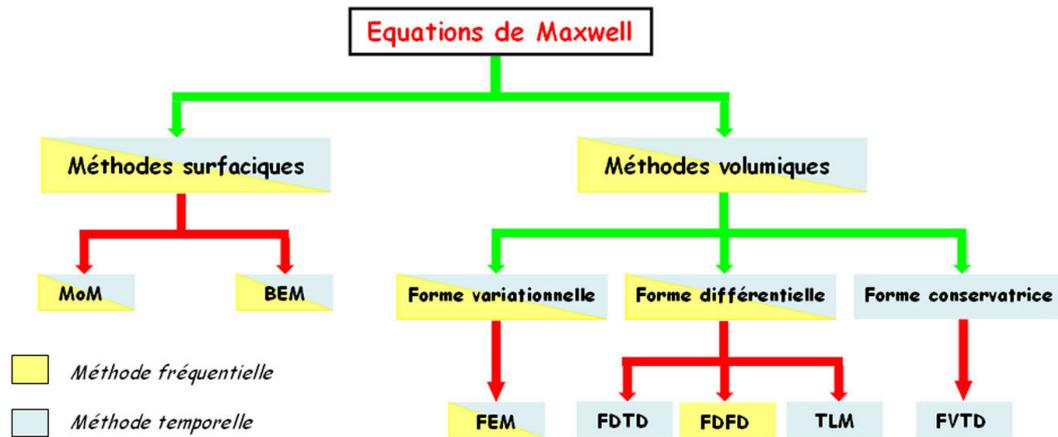


FIG. 2.1: Différentes approches pour résoudre les équations de Maxwell.

2.1 État de l'art sur la modélisation numérique des CRBMs

Dans cette section, nous exposerons un récapitulatif des avancées actuelles concernant la modélisation numérique des CRBMs. Nous nous limiterons aux principales méthodes, temporelles et fréquentielles, généralement utilisées dans la communauté CEM (cf annexe B). De plus, nous ne considérerons que les méthodes déterministes dites «exactes», ignorant les techniques basées sur la statistique. En effet, ces dernières parmi lesquelles figure entre autres la méthode du spectre d'ondes planes, sont beaucoup plus rapides mais ne permettent pas une caractérisation exacte de l'environnement d'une CRBM.

2.1.1 Méthodes temporelles

Dans le cadre de la simulation d'une CRBM, les deux méthodes temporelles les plus courantes sont la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite Differences in Time Domain) et la méthode des matrices de lignes de transmission (TLM : Transmission Line Matrix). Enfin, des travaux utilisant la technique du lancer de rayons (RTA : Ray Tracing Approach) ont également été effectués.

La méthode FDTD

Une thèse dédiée à la simulation d'une CRBM par la méthode FDTD fut rédigée par F. Petit [56]. Dans ce manuscrit, il tente de résoudre différentes problématiques telles que l'insertion des pertes via le facteur de qualité, les erreurs inhérentes à la transformée de Fourier et la modélisation du brasseur de modes après rotation. Malheureusement, l'étude statistique des résultats numériques de simulations est complètement indépendante des résultats expérimentaux ; donc, du fait de cette discordance, toute comparaison numérique/expérimentale est inenvisageable. De plus, la technique de modélisation du brasseur de modes est très loin d'être générale, car elle ne permet de considérer que des pales planes horizontales ou verticales par rapport au repère de base ; elle s'apparente donc davantage à une opération de maillage bidimensionnelle que tridimensionnelle.

Afin de diminuer le temps nécessaire à la convergence des résultats, K. Harima [31] étudie la possibilité de minimiser le coefficient numérique des réflexions sur les parois de la cavité et la répercussion immédiate sur les distributions des champs. Dans la même idée, F. Moglie [51] montre la difficulté d'atteindre cette convergence pour des valeurs de facteur de qualité importantes. Pour résoudre cette difficulté, il propose de diminuer considérablement la conductivité numérique des parois (ce qui est bien entendu physiquement irréaliste) et d'associer des pertes artificielles au milieu hôte de l'enceinte métallique.

Enfin, des travaux menés par L. Baï et al. [4,5] et D. Zhang et al. [71] concernent l'influence de la configuration géométrique du brasseur de modes sur l'uniformité du champ au sein de la cavité. Malheureusement, les calculs n'ont été effectués qu'avec un nombre très réduit de positions angulaires (huit seulement pour les simulations de L. Baï).

La méthode TLM

Dans le monde numérique des CRBMs, les principales publications ayant trait à la méthode TLM se rapportent essentiellement à la modélisation du brasseur de modes. Ainsi, A.C. Marvin, J. Clegg et al. [19,50] tentent d'optimiser la qualité de son maillage grâce à un algorithme génétique. Malheureusement, les temps de calcul se révèlent prohibitifs, rendant cette technique inappropriée à l'étude des CRBMs. A.R. Coates et al. [20] et A.P. Duffy et al. [26] étudient quant à eux l'effet d'une modification dimensionnelle des pales sur l'efficacité de brassage. Mais, P. Leuchtman et al. [45] considèrent ce dernier critère comme non fiable, car il est possible que deux populations de champs électromagnétiques complètement différentes produisent des efficacités de brassage équivalentes. Enfin, P. Besnier [9] simule une cavité munie d'un brassage électronique.

En parallèle, M. Petirsch et al. [55] s'intéressent à l'effet de diffuseurs de Schroeder placés dans une CRBM sur l'homogénéité des champs. Mais, ces der-

nières conclusions sont fortement remises en cause par L.R. Arnaut [2] qui considère que l'amélioration de l'homogénéité des champs est davantage liée à une augmentation du facteur de charge de la CRBM qu'aux pertes produites par les matériaux absorbants des diffuseurs.

En se basant sur le principe des septa, D. Weinzierl et al. [69] proposent également une excitation de la cavité par deux structures filaires (générant des ondes quasi TEM) afin de pouvoir travailler en deçà de la fréquence minimale d'utilisation.

La méthode RTA

Dans le cadre de la modélisation d'une CRBM, le problème majeur de cette méthode temporelle est bien entendu le test d'arrêt. En effet, tous les rayons restent confinés dans l'enceinte et la conductivité élevée des parois engendre des coefficients de réflexion proches de 1. Deux alternatives sont proposées. Tout d'abord, D.H. Kwon et al. [41] proposent d'atténuer violemment les coefficients de réflexion, ce qui réduit considérablement les temps de calculs mais au détriment de la qualité des résultats. Ensuite, F. Hoëppe et al. [35] soumettent l'idée d'imposer une limitation arbitraire du nombre de réflexions. Mais même si les principes de base sont différents, les conséquences sont identiques.

Bien que cette méthode soit temporelle, les calculs s'effectuent pourtant à des fréquences discrètes. La constante de temps τ est évaluée grâce au calcul du temps de relaxation de la CRBM, en combinant simultanément les temps de propagation des ondes et le nombre d'images [6]. Sous réserve que ce dernier paramètre soit suffisamment important (et donc au prix d'une augmentation des temps de calcul!), D.H. Kwon [41] met en évidence la relation liant la variable τ au facteur de qualité Q :

$$Q = \omega \cdot \tau \tag{2.1}$$

2.1.2 Méthodes fréquentielles

Semblant aux premiers abords beaucoup plus adaptée aux problèmes résonants que l'approche temporelle, l'approche numérique fréquentielle des CRBMs s'effectue à l'heure actuelle essentiellement à l'aide de la méthode des moments (MoM : Method of Moments). En dépit d'un certain nombre d'handicaps lourds pour ce type de problématique (cf section 2.2), la méthode classique des éléments finis (FEM : Finite Element Method) est toutefois sujette à quelques travaux, mais reste minoritaire parmi les approches fréquentielles. Car depuis peu, de plus en plus de travaux traitent ce problème résonant à l'aide de la méthode des éléments finis de frontière (BEM : Boundary Element Method), issue d'une hybridation entre les méthodes FEM et MoM ayant pour but le bénéfice de leurs points forts respectifs.

La méthode MoM

La thèse de C. Bruns [14], entièrement consacrée à la simulation tridimensionnelle d'une CRBM par la méthode MoM, vient de paraître. Cet ouvrage présente des comparaisons directes entre des résultats expérimentaux et numériques, qui au final s'avèrent relativement satisfaisants. Les influences de la géométrie de la cavité, de la rotation du brasseur de modes, de la porte de la CRBM ou encore du choix de la source d'excitation sont également traitées.

E. Laermans et al. [42] utilisent également la méthode MoM pour une étude bidimensionnelle d'une cavité et effectuent une analyse des critères statistiques courants. Malheureusement, les parois de l'enceinte métallique sont modélisées par des plaques parfaitement conductrices et les résultats numériques ne sont nullement associés à des résultats expérimentaux. Donc, hormis le raisonnement statistique, ces résultats numériques aux amplitudes quelconques correspondent finalement à une représentation irréaliste de la CRBM et paraissent donc inexploitable.

La méthode FEM

Du fait de son coût élevé en terme de ressources mémoires et temps de calcul, la méthode FEM limite généralement la modélisation numérique d'une CRBM à une simple représentation bidimensionnelle. C'est dans cette configuration que se situent les travaux de C.F. Bunting et al. [15,16,17]. Leurs études traitent de la caractérisation statistique d'une cage idéale excitée par un dipôle de Hertz parfait, mais les résultats numériques paraissent difficilement vérifiables et exploitables.

Dans la communauté CEM, la méthode FEM initiale reste néanmoins peu utilisée dans le cadre d'une modélisation numérique de CRBMs. Généralement, il est préférable de la coupler avec une autre méthode moins «gourmande» pour obtenir une méthode hybride plus performante (la méthode BEM par exemple).

La méthode BEM

En utilisant la méthode BEM, H.J. Asander et al. [3] présentent des résultats numériques comparant les propriétés d'uniformité du champ pour deux configurations différentes du brasseur de modes. Une étude concernant l'influence du facteur de qualité de la CRBM est également présente.

Dans son manuscrit de thèse, F. Hoëppe [34] utilise la méthode FDTD, mais aussi la méthode BEM. Il utilise ce modèle numérique afin de déterminer les limites de fonctionnement d'une CRBM telles que la position spatiale du volume utile et la limite basse fréquence en fonction de la forme du brasseur. De plus, une étude de l'influence de l'équipement sous test sur cette dernière limite est effectuée.

2.2 Description de la problématique et choix de l'outil numérique

Le but de cette section est de déterminer l'outil numérique qui sera capable de retranscrire au mieux le comportement global d'une CRBM, aussi bien sur des critères géométriques (maillage du brasseur, des équipements sous test, des antennes...) et physiques (prise en compte des différentes propriétés des matériaux présents) que sur des paramètres intrinsèques à la cavité (insertion des pertes). De plus, nous devons nous assurer que les allocations mémoire de l'outil choisi soient compatibles avec les moyens de calcul actuels et que les temps de calcul correspondent à des délais raisonnables. Tout en étant parfaitement conscient que la méthode numérique idéale n'existe pas, nous chercherons donc la technique offrant le meilleur compromis parmi toutes ces contraintes.

Ensuite, les simulations numériques ne seront exploitables que si leurs résultats sont en adéquation avec les résultats expérimentaux. Autrement dit, pour une même configuration d'essai, il est impératif que pour chaque point du volume utile, les évolutions fréquentielles des amplitudes de champs issues de mesures numériques et expérimentales soient similaires. Une fois cette correspondance établie, la simulation se révélera alors plus intéressante que l'expérimentation pour un certain nombre de configurations selon des aspects pratiques, intellectuels ou économiques. Donnons quelques exemples pour illustrer ces derniers propos. Tout d'abord, l'aspect pratique est surtout dû aux nombreuses contraintes matérielles de l'expérimentation dont la simulation peut s'affranchir allègrement. Par exemple, lors d'une mesure d'efficacité de blindage d'un matériau, l'insertion matérielle de la sonde de champ dans un volume fermé n'est pas forcément évidente (voire impossible) et les câbles d'alimentation de l'instrument de mesure perforent obligatoirement le matériau, créant ainsi localement une zone beaucoup plus sensible ; d'un point de vue numérique, la sonde de champs s'assimilant simplement aux composantes de champ d'une cellule de Yee, tous ces soucis matériels ne se posent nullement. Ensuite, contrairement aux expérimentations (à l'exception de la méthode EMIR de l'ONERA [76]), la simulation permet par exemple d'obtenir rapidement des cartographies de champ à l'aide de plans de coupe, facilitant ainsi la compréhension du phénomène modal. Enfin, à condition de posséder déjà le dispositif expérimental minimal permettant de calibrer les simulations en injectant la valeur mesurée du facteur de qualité, les méthodes numériques peuvent représenter également un important intérêt économique en évitant d'acheter du matériel supplémentaire très coûteux. Par exemple, un accroissement de puissance de la source excitatrice ne modifie qu'un paramètre dans les fichiers d'entrée de la simulation, mais peut nécessiter en expérimentation l'achat d'un amplificateur (au coût très supérieur à 30 000 euros!).

Afin de pouvoir établir et vérifier la concordance simultanée des fréquences de résonance et des amplitudes de champ entre les résultats numériques et expérimentaux, nous devons travailler dans une gamme basses fréquences, i.e. où la densité de modes sera la moins élevée. Ceci aura pour conséquence immédiate de faciliter l'identification des pics de résonance en limitant le phénomène de recouvrement. Sachant que la fréquence minimale d'utilisation de la CRBM du LASMEA est d'environ 80 MHz, nous choisirons d'effectuer dans un premier temps le recalage entre les résultats numériques et expérimentaux sur la plage [80 MHz ; 120 MHz] par pas de 100 kHz.

Contrairement à toutes les autres méthodes citées, la méthode RTA, qui n'est applicable que pour des fréquences élevées afin de satisfaire les conditions d'optique géométrique, n'est donc pas adaptée à cette hypothèse de travail. Toujours dans l'optique d'un futur recalage amplitudes/fréquences, il est important de noter que certaines techniques numériques sont soumises à des effets perturbateurs. Effectivement, la formulation éléments finis de base, déjà difficile à mettre en œuvre, procure des solutions parasites difficilement acceptables, telles que l'ajout de fréquences de résonance totalement imaginaires dans le cas par exemple de l'étude d'une cage de Faraday vide. Ceci provient du fait que certains potentiels et champs présentent des singularités et des discontinuités ne correspondant pas du tout au problème étudié [64].

Concernant le recalage en amplitude, sous réserve de maîtriser la puissance numérique incidente, les deux méthodes temporelles FDTD et TLM ne doivent a priori poser aucune difficulté, car elles appartiennent à la catégorie des techniques non dissipatives. En revanche, le recalage en fréquences peut s'avérer plus problématique en raison de la dispersion numérique de ces méthodes. Le fait que l'étude se déroule à basses fréquences permet de limiter fortement ce phénomène. Mais, de toute façon, il existe dans le cas général des variantes numériques permettant d'atténuer ces décalages fréquentiels [39,60].

Outre le problème d'échelle classique, les dimensions relativement importantes de la CRBM du LASMEA (cf section 1.5) peuvent être à l'origine d'une des principales difficultés de la modélisation numérique pour des configurations nécessitant une discrétisation spatiale très fine (par exemple, pour le maillage d'un objet de très petite taille par rapport à celle de la cavité). Pour l'ensemble des techniques volumiques, la conséquence immédiate d'un maillage complet de la cavité se traduit par une occupation très importante des ressources mémoire, voire quasi-impossible pour des schémas très lourds tels la méthode FEM. Cette contrainte de maillage intégral engendre inévitablement un surcoût important du nombre d'opérations et se répercute plus ou moins négativement sur les temps de calcul. Il devient alors quasiment indispensable, afin de ne pas gaspiller inutilement ces ressources, d'utiliser des maillages non uniformes pour éviter toute sur-discrétisation de zones sans intérêt. Le caractère surfacique des méthodes MoM et BEM ne nécessitant que le maillage des parois, du brasseur et des

équipements, s'avère donc plus économique. Mais, étant des calculs entièrement explicites, les méthodes FDTD et TLM évite ainsi les difficultés de l'algèbre linéaire qui limite généralement la taille des modèles issus des méthodes MoM, FEM ou BEM.

Enfin, malgré des principes fondateurs totalement différents, les schémas des méthodes FDTD et TLM apparaissent équivalents en se basant sur une analogie entre le formalisme des nœuds de la TLM et celui des cellules de Yee de la FDTD. La seule différence provient des ressources mémoire nécessaires durant leur mise en œuvre. En effet, la méthode TLM est beaucoup plus «gourmande» puisqu'un nœud SCN par exemple requiert le stockage de dix-huit tensions tandis qu'une cellule de Yee nécessite seulement la mémorisation des six composantes de champs. De ces deux méthodes, nous privilégierons donc la méthode FDTD ; par la suite, nous assimilerons implicitement et automatiquement l'ensemble de ses autres caractéristiques à celles de la méthode TLM.

Concernant la modélisation géométrique des équipements d'une CRBM, le caractère surfacique des méthodes MoM et BEM permet d'alléger les manipulations de maillage, ainsi que la description d'objets complexes. De même, la méthode FEM grâce à son maillage non structuré (généralement de forme tétraédrique) autorise une description conforme de l'ensemble des équipements, ce qui n'est pas du tout le cas pour les techniques FDTD et TLM de base.

Dans le cadre de notre étude, ce manque de souplesse du maillage parallélépipédique utilisé pour discrétiser spatialement les structures représente l'inconvénient majeur de la méthode FDTD, surtout dans le cas d'objets courbés ou complexes. Dans ce cas précis, il devient alors indispensable d'utiliser un raffinement local du maillage [18,54] pour obtenir une représentation acceptable de l'objet et minimiser ainsi l'erreur de modélisation. Néanmoins, ce problème de discrétisation se retrouve dans de nombreux domaines tels que l'imagerie, l'infographie ou encore la stéréovision... Par exemple, la pixellisation inévitable d'une photographie numérique traduit bien une discrétisation carrée d'un espace continu et sa résolution (correspondant au nombre de pixels par centimètre) détermine un niveau pour la quantité d'informations conservées souhaitée ; toute la difficulté consiste donc à régler judicieusement ce niveau de définition aux exigences des post-traitements futurs. Ces nombreuses analogies permettent à la méthode FDTD de s'enrichir des nouveaux outils continuellement développés dans d'autres sciences pour pallier de manière correcte à cet inconvénient majeur (cf chapitre 3).

Quant à la prise en compte des propriétés physiques du matériau (inhomogénéité, anisotropie, caractéristiques diélectriques, non-linéarité...), chacune des méthodes présente alternativement des avantages et des inconvénients, et le meilleur choix ne peut être déterminé qu'au cas par cas. Ainsi, pour la configuration la plus générale possible, ce critère n'influence pas la sélection de la méthode numérique.

Ensuite, afin de conserver l'efficacité du schéma numérique, il est impératif que la moindre déplacement d'un objet au sein de la CRBM n'impose pas de difficultés techniques majeures ou d'importants surcoûts en temps de calcul. Par exemple, dans le cas d'une redéfinition angulaire du brasseur, certaines méthodes comme la méthode MoM nécessite une reformulation parfois complexe des équations intégrales avec une re-détermination des fonctions de Green. Au contraire, la méthode FDTD étant une approche directe, cette opération s'assimile simplement à une régénération du maillage des pales métalliques, mais toujours de manière non conforme. Le schéma le plus performant pour la prise en compte de la rotation du brasseur est sans contestation la méthode BEM. En effet, outre la conformité de son maillage, elle propose certains aménagements (i.e. l'assemblage partiel) qui lui offrent la possibilité de traiter de faibles modifications de maillage sans imposer une nouvelle résolution globale du système matriciel [34].

À présent, intéresserons-nous aux divers moyens de modéliser le comportement intrinsèque de la CRBM, autrement dit comment insérer dans chacune de ces méthodes l'ensemble des pertes de la cavité.

Pour ce faire, les méthodes surfaciques (MoM et BEM) imposent une conductivité finie aux parois de la cavité ainsi qu'aux pales du brasseur de modes. Cependant, contrairement à celles de la simulation numérique, les conductivités réelles de ces différents matériaux ne sont pas parfaitement homogènes. De plus, les méthodes fréquentielles ne permettent pas une intégration directe d'un facteur de qualité global (pertes simultanées des antennes, parois, brasseur, équipements...), exceptée pour la méthode BEM utilisée sous certaines conditions d'interpolation ou de dérivation [34]. Pour la méthode RTA, il suffit d'utiliser l'équation (Eq. 2.1) permettant de relier le facteur de qualité Q à la constante de temps τ . Malheureusement, un nombre très important d'images est généralement nécessaire pour atteindre la valeur de Q .

Les méthodes volumiques peuvent également utiliser la conductivité pour modéliser les pertes. Mais dans le cas des méthodes temporelles (FDTD et TLM), l'insertion des pertes peut également s'effectuer à l'aide d'une fenêtre temporelle qui, appliquée aux signaux sans perte, traduirait la réponse réelle de la CRBM en fréquence ; ce principe basé sur une analogie entre une cage de Faraday et un circuit oscillant RLC sera développé dans le chapitre 4 (cf section 4.1.1). L'avantage de cette approche réside dans le fait que nous pouvons intégrer directement dans les simulations les pertes réelles globales de la CRBM évaluées par des mesures, d'où une concordance optimale entre la réalité expérimentale et la représentation numérique associée.

Un autre point important de la modélisation numérique concerne les sources excitatrices. En effet, quel que soit le type utilisé, la maîtrise de la puissance numérique injectée lors de la simulation est indispensable pour un recalage des amplitudes avec les mesures expérimentales.

En plus des problèmes continus, les méthodes FDTD et TLM gèrent facilement les problèmes impulsionnels, permettant ainsi des études large-bande. Elles permettent aussi d'obtenir directement les réponses non linéaires de n'importe quel système. Quant aux techniques fréquentielles, elles peuvent également intégrer une impulsion temporelle, mais cette démarche est loin d'être naturelle. En effet, il faut alors déterminer le spectre fréquentiel de l'impulsion, puis évaluer la somme des sinus aux fréquences dont les coefficients de Fourier sont non nuls. Malheureusement, si l'impulsion est fine, son spectre fréquentiel est large, donc l'évaluation de la combinaison des sinus peut vite s'avérer longue et laborieuse.

L'étude large-bande fait de la méthode FDTD la méthode la plus performante en terme de temps de calcul lorsque la réponse fréquentielle est étudiée pour de nombreuses fréquences. Inversement, dès que les échantillons de fréquences d'observation deviennent faibles, il s'avère beaucoup plus économique d'utiliser directement une méthode fréquentielle (MoM ou BEM).

De plus, si nous nous intéressons aux phénomènes de couplage sur l'équipement sous test par exemple, les formalismes des schémas FDTD et TLM permettent de faciliter légèrement leurs calculs par rapport aux autres méthodes. Cependant, sur ce type de problématique, certaines méthodes statistiques se montrent beaucoup plus adaptées (notamment la méthode du spectre d'ondes planes, mais en hautes fréquences).

Suite à l'analyse de notre problématique et des diverses solutions que peuvent nous apporter les six méthodes proposées, nous dressons un tableau récapitulatif (Tab. 2.1) permettant de mieux visualiser leurs faiblesses et leurs atouts respectifs. À l'issue de ce bilan général, sachant qu'elle répond de manière plutôt satisfaisante à la plupart de nos attentes, la méthode FDTD deviendra notre outil de simulation numérique.

Enfin, remarquons que simplement en transformant les conditions limites réfléchissantes en conditions absorbantes, la méthode FDTD permet également de modéliser une chambre anéchoïque tout aussi efficacement qu'une chambre réverbérante. De nombreuses conditions absorbantes simulant l'espace libre sont disponibles : les conditions de G. Mur (1981), les PMLs (Perfectly Matched Layers) de J.P. Bérenger (1995) ou de D.M. Sullivan (2001) respectivement pour des milieux homogènes et non homogènes [8,52,63].

Nous utiliserons ainsi cette configuration d'espace libre pour déterminer précisément la puissance de la source excitatrice en fonction de la fréquence dans l'objectif d'un recalage expérimental/numérique. Associé à la technique champ total/champ diffracté [65], ceci pourra également s'avérer utile si nous supposons que le champ en chaque point du volume utile est le résultat d'une superposition d'ondes planes [33] : si cette hypothèse se concrétise, seul le volume d'essai nécessitera d'être discrétisé.

		METHODES					
		Temporelles			Fréquentielles		
		FDTD	TLM	RTA	FEM	MoM	BEM
CARACTERISTIQUES DE SELECTION	Gamme de fréquences	BF	BF	HF	BF	BF	BF
	Réponse fréquentielle	Large bande	Large bande	Fréquence discrète	Fréquence discrète	Fréquence discrète	Fréquence discrète
	Facilité de mise en oeuvre	***	***	***	**	**	*
	Facilité d'utilisation	**	**	***	*	**	**
	Allocation mémoire	***	**	**	*	***	***
	Temps de calcul	***	**	*	*	***	***
	Prise en compte des pertes	***	***	**	**	**	**
	Maillage des équipements	**	**	***	***	***	***
	Rotation du brasseur	**	**	**	**	**	***
	Sources excitatrices	***	***	**	**	**	**
	Couplages	***	***	**	**	**	**
	Effets parasites	**	**	**	*	***	***
	Bilan (/30)	26	24	22	17	24	24

Eliminatoires	* : insuffisant	** : moyen	*** : satisfaisant
---------------	-----------------	------------	--------------------

TAB. 2.1: Bilan récapitulatif des avantages et inconvénients des différentes méthodes numériques dans le cadre de la modélisation d'une CRBM.

2.3 Présentation de la méthode FDTD

La méthode FDTD [70] fut la première technique temporelle employée pour résoudre numériquement les équations de Maxwell. Depuis, de par sa mise en œuvre relativement facile et sa très grande robustesse, elle n'a cessé d'être l'objet de constants développements et ces améliorations continues en ont fait une des méthodes numériques les plus complètes en terme de formalismes.

2.3.1 Principe de la méthode

En supposant que les paramètres constitutifs μ , ε et σ sont indépendants du temps, les équations vectorielles de Maxwell peuvent être projetées dans un système de coordonnées cartésiennes de la manière suivante :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right) \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right) \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right) \quad (2.7)$$

Remarquons que dans les systèmes de coordonnées polaires ou sphériques, nous obtenons des relations similaires, mais qui sont nettement plus complexes.

La résolution numérique de ce système est réalisée à l'aide d'un schéma explicite en temps et en espace. De plus, étant une méthode volumique, le schéma FDTD nécessite le découpage de l'ensemble du domaine de calcul en un maillage structuré, constitué de mailles élémentaires généralement cubiques.

Si nous notons Δx , Δy et Δz les pas spatiaux dans les directions respectives (Ox), (Oy) et (Oz), alors chaque cellule du maillage est indexée par un triplet $(i, j, k) \in \mathbb{N}^3$ correspondant à la position spatiale $(i.\Delta x, j.\Delta y, k.\Delta z)$ dans (Oxyz). Suivant une logique identique, si Δt représente le pas de temps, chaque fonction de l'espace et du temps (ici les champs \mathbf{E} et \mathbf{H}) s'écrit $F^n(i, j, k)$, ce qui traduit l'application de F au point $(i.\Delta x, j.\Delta y, k.\Delta z)$ et à l'instant $k.\Delta t$ avec $k \in \mathbb{N}$.

En se basant sur le développement de Taylor, K.S. Yee évalue les dérivées par rapport au temps et à l'espace à l'aide des approximations par différences finies centrées ci-dessous :

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial t} = \frac{F^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - F^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t} + O(\Delta t^2) \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial x} = \frac{F^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - F^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (2.9)$$

Le schéma présenté est un schéma d'ordre deux en espace et en temps. Dans le cadre de la résolution des équations de Maxwell, les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} sont alors positionnés sur une cellule élémentaire comme le montre la figure (Fig. 2.2).

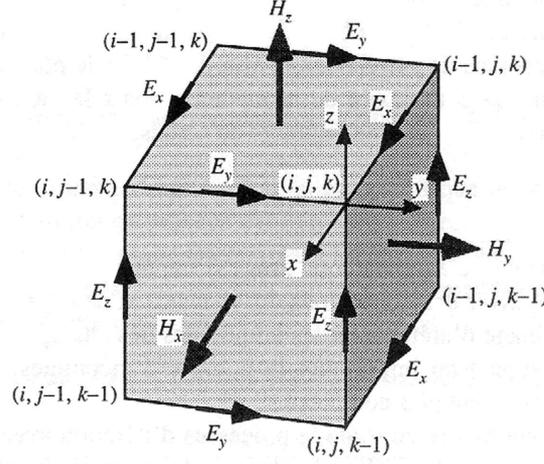


FIG. 2.2: Schéma proposé par K.S. Yee.

Les composantes du champ électrique, placées au milieu des arêtes du cube élémentaire, sont calculées aux instants $n.\Delta t$; celles du champ magnétique déterminées au milieu des faces du cube, sont quant à elles estimées aux instants $(n + \frac{1}{2}).\Delta t$.

Les champs électromagnétiques sont ainsi calculés par un schéma explicite «saute-mouton» à des intervalles de temps séparés de $\frac{1}{2}.\Delta t$. À titre d'exemples, ceci conduit aux expressions discrétisées suivantes pour H_x et E_x (les autres composantes s'obtiennent de façon similaire) :

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) &= H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \\
 + \frac{\Delta t}{\mu \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)} &\cdot \left[\frac{E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta z} \right. \\
 &\left. + \frac{E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} \right] \quad (2.10)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) &= \frac{2\varepsilon \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) - \sigma \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \Delta t}{2\varepsilon \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + \sigma \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \Delta t} \\
 \times E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) &+ \frac{2.\Delta t}{2.\varepsilon \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + \sigma \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) .\Delta t} \\
 \times \left[\frac{H_z^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta y} \right. \\
 &\left. + \frac{H_y^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2} \right) - H_y^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta z} \right] \quad (2.11)
 \end{aligned}$$

Quant aux sources d'excitation, la méthode FDTD propose différents types de modèles. Tout d'abord, elle autorise l'excitation ponctuelle d'une ou plusieurs composantes de champs avec des profils temporels quelconques (exponentiels, biexponentiels, sinusoïdaux, carrés...), et ce, aussi bien en mode continu qu'en mode pulsé. Ensuite, les formalismes de R. Holland [36] et de champ total/champ diffracté de A. Taflové [65] respectivement introduits en 1981 et en 1982, permettent la représentation de structures filaires et la génération d'ondes planes (cf annexes C et D).

2.3.2 Stabilité et dispersion du schéma numérique

Tout d'abord, de par son caractère explicite, la méthode FDTD nécessite une condition de stabilité. Cette dernière, également appelée «critère CFL» (CFL : Courant Friedrichs Lewy), relie le pas de discrétisation temporel aux pas de discrétisation spatiale de la manière suivante :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \cdot \sqrt{(\Delta x)^{-2} + (\Delta y)^{-2} + (\Delta z)^{-2}}} \quad (2.12)$$

Mais généralement, afin d'éviter tout risque de divergence du schéma, nous préférons prendre un pas de temps inférieur ou égal à 90% de la borne supérieure tolérée. De plus, dans le cas d'un maillage non uniforme, le critère de stabilité reste identique mais considère les dimensions minimales des cellules du volume de calcul. Toutefois, ceci ne suffit plus pour assurer sa stabilité. Il faut aussi que le rapport de dimensions entre cellules voisines reste inférieur à environ 1,3 pour ne pas créer de réflexions parasites trop importantes au niveau de l'interface qui provoqueraient une divergence du schéma [65].

Ensuite, le passage du problème continu en un problème discret est à l'origine d'un phénomène de dispersion numérique : autrement dit, il s'agit d'un décalage entre la vitesse de propagation numérique et la vitesse de propagation réelle dans le milieu considéré. Autrement dit, les signaux numériques évoluent temporellement avec des vitesses de phase et de groupe différentes, ce qui a pour conséquence de les déformer. Les différents facteurs influençant ce phénomène de dispersion, sont la discrétisation spatiale, la discrétisation temporelle et l'orientation du vecteur d'onde par rapport au repère de base.

Ainsi, en règle générale, pour minimiser l'impact de cette dispersion numérique, les pas de discrétisation spatiale seront au maximum de l'ordre du dixième de λ_{min} , où λ_{min} est la longueur d'onde relative à la plus forte fréquence considérée dans l'impulsion incidente.

2.3.3 Passage du temporel au fréquentiel

Pour un problème résonnant, l'aspect fréquentiel est beaucoup plus significatif et interprétable que l'aspect temporel. De plus, tous les équipements de mesure utilisés lors des essais expérimentaux relèvent les amplitudes de champ ou de puissance en fonction de la fréquence. Donc, dans l'optique d'un recalage expérimental/numérique, il paraît évident que les résultats numériques doivent appartenir au domaine fréquentiel.

Comme nous l'avons évoqué lors de la section 2.2, la méthode FDTD est bien une technique temporelle, mais nous l'utilisons dans une configuration de problèmes impulsionnels afin de pouvoir effectuer a posteriori une étude fréquentielle large-bande. Pour ce faire, à chaque signal temporel x issu du schéma FDTD, nous appliquons la transformée de Fourier discrète (DFT : Discrete Fourier Transform) pour obtenir les réponses fréquentielles X :

$$\forall n \in [0; N - 1], \quad X(f_n) = \Delta t \sum_{k=0}^{N-1} x(k.\Delta t).e^{-2.i.\pi.\frac{n.k}{N}} \quad \text{avec} \quad f_n = \frac{n}{N.\Delta t} \quad (2.13)$$

où Δt et N représentent respectivement le pas temporel de discrétisation et le nombre total d'itérations.

Afin d'éviter les phénomènes de repliement de spectre («aliasing»), il faut veiller à ce que le spectre du signal échantillonné $x(t)$ ne s'étende pas au-delà de la fréquence critique de Nyquist f_{N_c} définie par :

$$f_{N_c} = \frac{1}{2.\Delta t} \quad (2.14)$$

Cette condition peut être remplie si nous respectons le critère de Shannon qui impose d'échantillonner le signal dans le domaine temporel à une fréquence égale au moins au double de la fréquence f_{N_c} . En pratique, pour une discrétisation spatiale en $\frac{\lambda}{10}$, ceci revient à considérer que si le spectre du signal source ne s'étend pas approximativement à plus de cinq fois de la fréquence maximale supportée par le maillage, alors le critère de Nyquist est toujours vérifié.

Au premier abord, une utilisation de la transformée de Fourier discrète paraît plus économique que l'emploi d'une transformée de Fourier rapide (FFT : Fast Fourier Transform). En effet, bien que censée être plus lente, elle permet d'effectuer le passage dans le domaine fréquentiel tout au long du calcul temporel sans stocker l'ensemble des données. Son utilisation se révélera donc indispensable lorsque nous souhaiterons effectuer une cartographie fréquentielle au sein de la CRBM. Cependant, sachant que la prise en compte des pertes de la cavité se traduira par une multiplication du signal par une fenêtre temporelle (cf section 4.1.1), l'emploi de la DFT associerait définitivement chaque

signal de la simulation temporelle à un unique vecteur fréquentiel correspondant à des valeurs figées du facteur de qualité. Donc, afin de nous affranchir de cette contrainte, nous utiliserons la transformée de Fourier rapide pour les sorties ponctuelles. Cette liberté de modifier les valeurs de Q ultérieurement sans relancer toute la simulation s'effectuera au coût d'un stockage conséquent de toutes les données temporelles. Et au regard de la quantité de données à traiter, l'opération de relecture de ces informations sera le point noir du déroulement de la FFT.

Sachant que le nombre d'itérations temporelles est forcément limité, dans le cas d'un signal non amorti, cette troncature de la réponse revient à effectuer le produit du signal $x(t)$ par une fenêtre rectangulaire de durée $T = N.\Delta t$, où N représente bien entendu le nombre total d'échantillons temporels. Dans le domaine fréquentiel, son spectre $X(f)$ correspondra donc à un produit de convolution entre la transformée de Fourier de $x(t)$ et la fonction $f \rightarrow \text{sinc}(\pi.T.f)$. Cette opération engendre des oscillations supplémentaires parasites sur le spectre $X(f)$: il s'agit du phénomène dit «de Gibbs».

Comme nous le prouverons lors de la section 5.2.2, avec le mode d'intégration des pertes réelles de la CRBM que nous utiliserons via un filtre exponentiel spécifique (cf section 4.1), les réponses fréquentielles des signaux ne seront quasiment pas perturbées par la présence de cette fenêtre rectangulaire. Au contraire, si nous avons privilégié l'idée qui consiste à imposer les conductivités théoriques des matériaux sur les parois et le brasseur de modes, l'atténuation complète des signaux temporels aurait nécessité des délais beaucoup plus importants [56] et par conséquent, dans ce cas précis, il se serait alors peut-être avéré intéressant de remplacer la fenêtre rectangulaire par une autre fenêtre de pondération telle qu'une fenêtre de Hanning caractérisée par l'égalité (Eq. 2.15).

$$\forall t \in [0; T], \quad H(t) = 0,5 \left[1 + \cos \left(\frac{\pi.t}{T} \right) \right] \quad (2.15)$$

2.4 Présentation de SACRE

Dans cette section, nous présenterons rapidement les principaux outils logiciels que nous avons développés tout au long de ces travaux de thèse pour simuler numériquement le comportement d'une CRBM. Tout d'abord, nous nous familiariserons avec SACRE Algorithme qui permet d'effectuer tous les prétraitements nécessaires et d'exécuter le calcul temporel. Puis, nous présenterons SACRE Analyse qui nous permet de déterminer les critères normatifs et statistiques des fichiers provenant soit de mesures expérimentales, soit de mesures numériques. Enfin, nous concluons ce chapitre par un tout premier exemple de simulation.

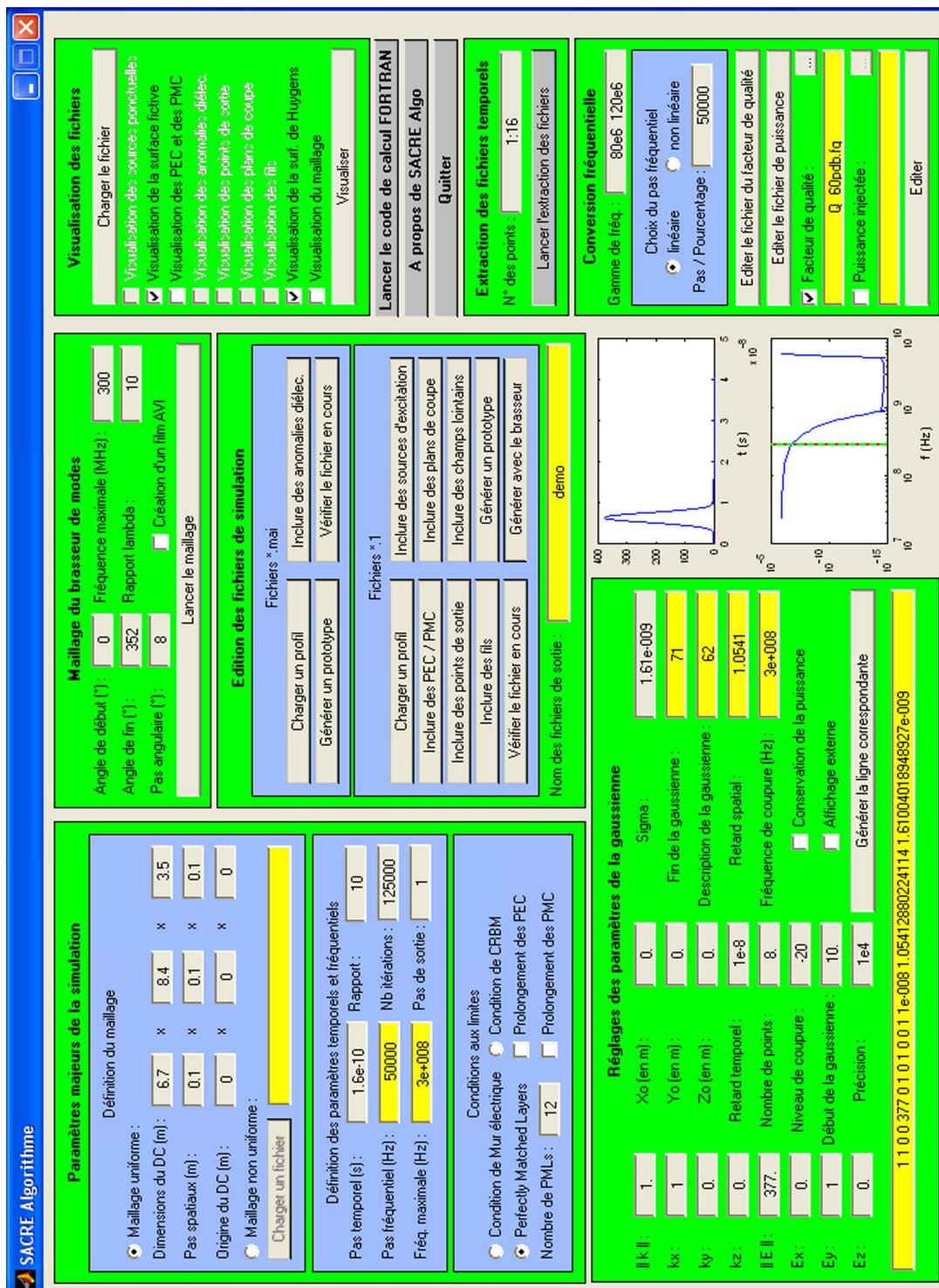


FIG. 2.3: Interface de SACRE Algorithme, logiciel permettant une génération quasi-automatique des fichiers d'entrée alimentant le code FDTD du LASMEA.

2.4.1 SACRE Algorithme

Le principal support de ces travaux de thèse est initialement un code FDTD de recherche développé par P. Bonnet en Fortran 77 que nous avons par la suite retranscrit en Fortran 90 [24]. En effet, si le Fortran 77 n'offrait que des possibilités «classiques» de manipulation de tableaux, le Fortran 90 a en revanche introduit de nombreuses facilités fort puissantes et encore actuellement absentes de la plupart des autres langages traditionnels.

Après avoir inclus un certain nombre de développements dans la version originelle du code FDTD (insertion des PMLs de Sullivan [66], ajout de la TFD, ajout d'une gestion d'erreurs...), nous avons reformaté les formats des fichiers d'entrée pour bénéficier pleinement et facilement de toutes ses possibilités. Ainsi, le code de calcul est alimenté simultanément par deux types de fichiers : un fichier *.mai correspond aux informations relatives au maillage ainsi qu'aux propriétés diélectriques du milieu de propagation, et un fichier *.1 contient toutes les données concernant les sources, les conditions limites, la description des objets, les points de mesure... Bien qu'agrémentés de nombreux commentaires, les fichiers d'entrée restent difficiles à remplir «manuellement» et la quantité d'informations à formuler augmente considérablement le risque d'erreurs difficilement détectables.

Pour ces différentes raisons, nous avons développé sous Matlab [49] SACRE Algorithme qui regroupe sous la forme d'une interface conviviale une série d'utilitaires permettant une génération automatique et complète des fichiers d'entrée (cf annexe F). À partir des données fournies par l'utilisateur ou issues du chargement d'autres fichiers d'entrée, ce logiciel permet facilement d'ajuster les paramètres spatio-temporels de la source d'excitation, d'intégrer le maillage du brasseur de modes sur une révolution complète ou encore d'obtenir des visualisations tridimensionnelles des configurations «cryptées» dans les fichiers d'entrée. De plus, cet interface assure un contrôle de la validité du format des données, le lancement de l'exécutable du code de calcul, mais également la conversion des données temporelles dans le domaine fréquentiel en intégrant éventuellement les informations relatives au facteur de qualité et à la puissance numérique injectée (Fig. 2.3).

Lors de l'élaboration de cette chaîne de calcul, nous avons répertorié toutes les possibilités de résultats fournis par le code de calcul (aussi repérées par des fichiers aux extensions différentes), afin de développer pour chacun un outil de post-traitement adapté. C'est pourquoi nous avons également conçu toujours sous Matlab, des interfaces permettant une visualisation temporelle ou fréquentielle de résultats provenant de sorties ponctuelles ou de plans de coupe. Enfin, afin d'exploiter pleinement le module champs lointains, nous avons également développé un visualisateur de diagrammes de rayonnement tridimensionnel (cf annexe E).

2.4.2 SACRE Analyse

Toujours sous Matlab, nous avons ensuite développé un logiciel, que nous avons nommé «SACRE Analyse» (Fig. 2.4), permettant de traiter automatiquement les fichiers provenant aussi bien de mesures expérimentales que de mesures numériques afin de déterminer les critères statistiques et normatifs associés ; **cette unicité du logiciel de post-traitement constitue un atout essentiel puisqu'elle permet de garantir une manipulation strictement identique entre les fichiers expérimentaux et numériques.**

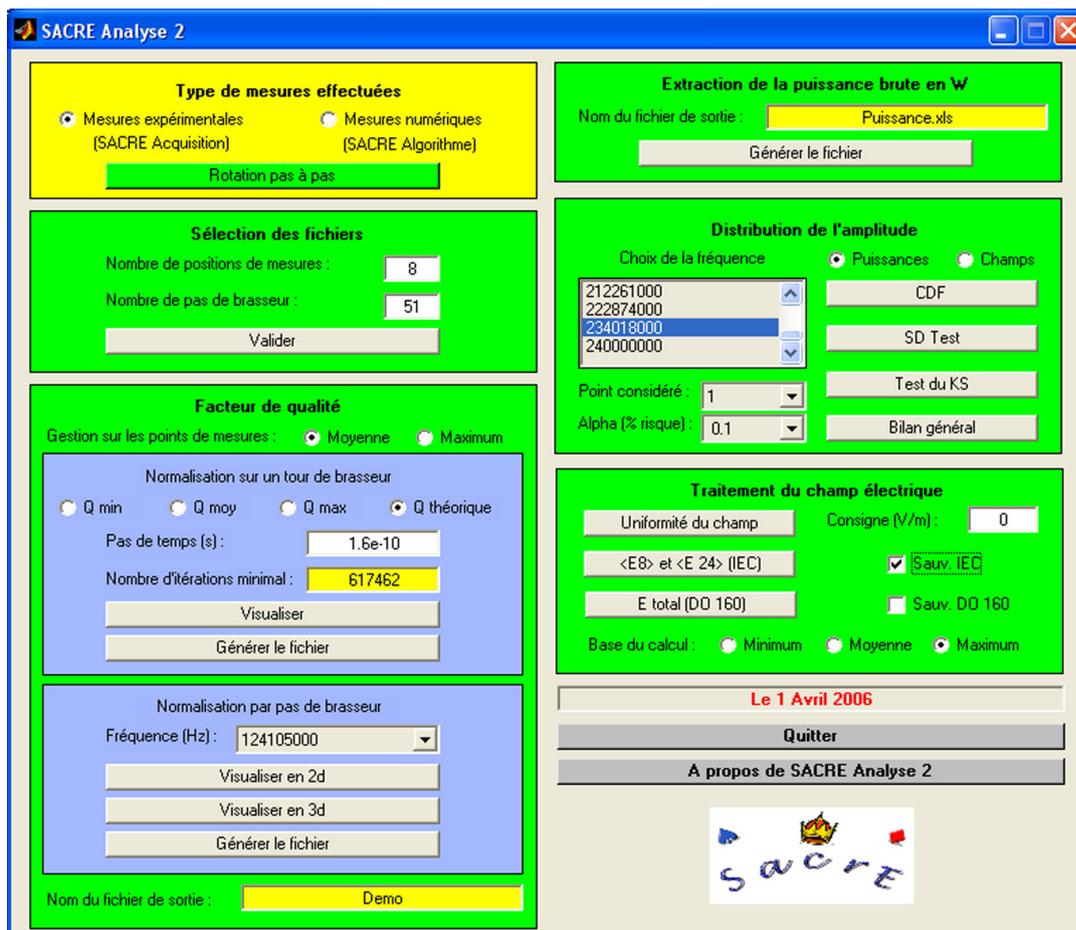


FIG. 2.4: Interface de SACRE Analyse, logiciel permettant de déterminer les critères statistiques et normatifs de fichiers résultats, issus indifféremment de mesures expérimentales ou de simulations numériques.

Ce logiciel permet également à partir de fichiers expérimentaux d'extraire automatiquement les valeurs du facteur de qualité en fonction de la fréquence et de certains paramètres (minimum, moyenne, maximum sur un tour de brasseur ou sur l'ensemble des points de mesure). Cette opération lui permet alors de déduire le nombre d'itérations temporelles nécessaire au lancement de la simulation numérique correspondante (Eq. 4.17). Enfin, il permet également de

générer automatiquement à partir de données en champs lointains le fichier contenant l'évolution de la puissance injectée en fonction de la fréquence pour tous les types de source excitatrice numérique. Ainsi, il apparaît clairement que ces deux versions de SACRE sont complémentaires et ne forment finalement qu'un seul bloc.

Nous avons également développé avec S. Girard une extension de SACRE Analyse permettant de prendre en compte les mesures expérimentales dans lesquelles la rotation du brasseur mécanique s'effectue en mode continu. Cependant, la vitesse maximale du brasseur étant de dix tours par minute, la modélisation numérique se restreindra seulement au mode pas à pas.

2.4.3 Un premier exemple de simulation

Afin de vérifier les résultats de SACRE à l'aide d'un premier observable basique, nous simulons le comportement à vide d'une cavité de Faraday parfaite aux dimensions identiques à celles de la CRBM du LASMEA ; pour ce faire, nous utiliserons une discrétisation spatiale de dix centimètres. Le tableau (Tab. 2.2) récapitule les fréquences analytiques de résonance pour les premiers modes TE et TM calculés à partir de l'égalité (Eq. 1.19), ainsi que les fréquences obtenues avec la simulation numérique.

Nous voyons bien dans le tableau (Tab. 2.2) que les fréquences analytiques et simulées sont très proches. De plus, il apparaît clairement que la dispersion numérique due au schéma FDTD, même si elle est encore négligeable, s'amplifie avec l'accroissement de la fréquence. Il est à noter que ce phénomène s'accroît également lorsque le pas de temps de la simulation numérique s'éloigne de sa borne maximale définie par l'inégalité (Eq. 2.12).

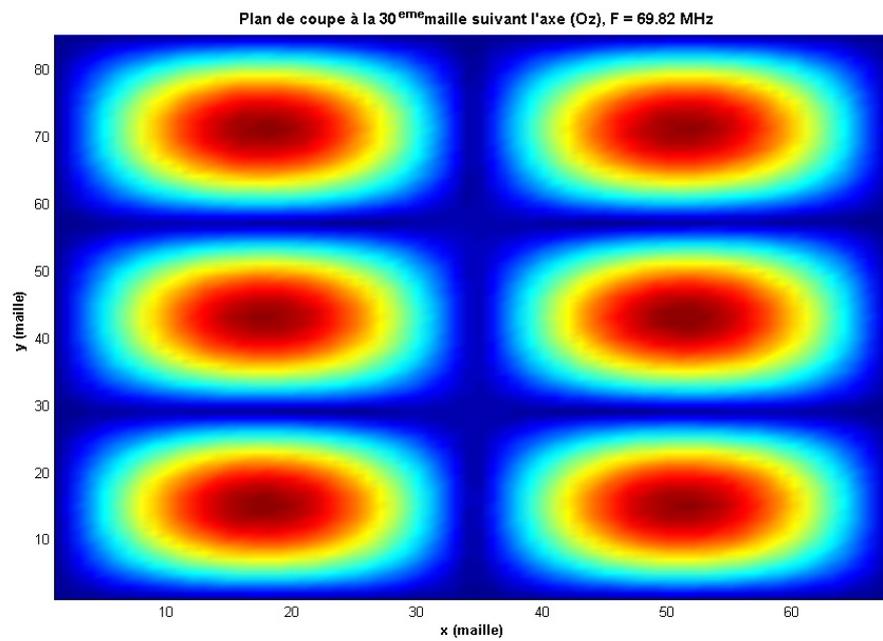
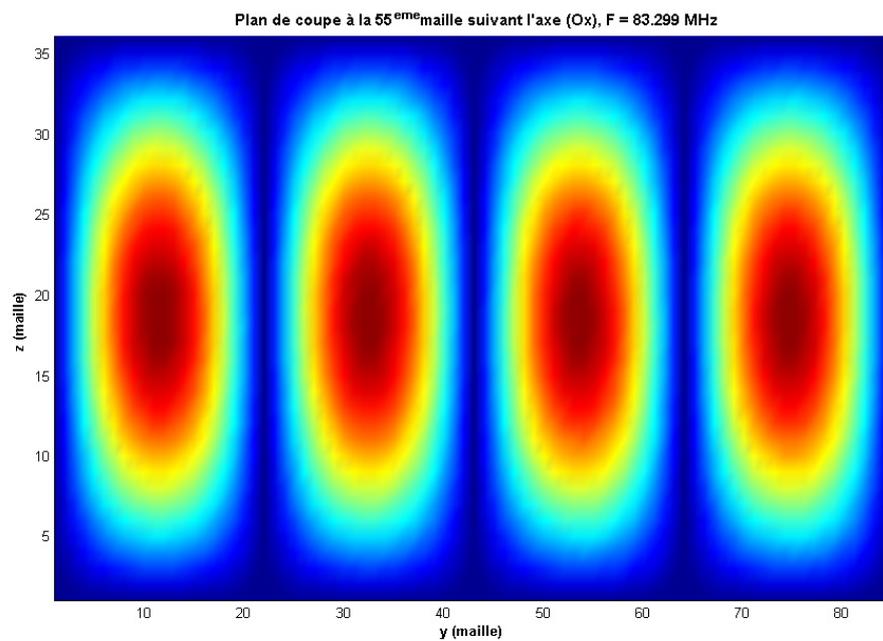
Un autre observable consiste à comparer la répartition des champs aux modes de résonance. Deux plans de coupe introduits dans la cavité permettent de visualiser respectivement les comportements des composantes E_z au mode TE_{230} (Fig. 2.5) et E_x au mode TE_{041} (Fig. 2.6). Dans les deux cas, nous constatons que les répartitions sont bien en accord avec les formes analytiques escomptées, i.e. deux et trois ventres respectivement suivant (Ox) et suivant (Oy) pour le premier exemple, quatre et un ventres respectivement suivant (Oy) et suivant (Oz) pour le second. Comme l'illustrent les figures (Fig. 2.7) et (Fig. 2.8), les conclusions s'avèrent semblables pour les modes TEM.

Cependant, ces premiers observables correspondent seulement à la modélisation d'une cage de Faraday idéale. Ils nous permettent simplement de vérifier la validité du recalage fréquentiel entre la théorie modale et la simulation numérique. En effet, du fait de l'absence de pertes, leurs amplitudes sont pour le moment inexploitable.

m	n	p	Fréquences analytiques (MHz)	Fréquences simulées (MHz)
1	1	0	28,63	28,64
1	2	0	42,15	42,15
0	1	1	46,42	46,42
2	1	0	48,20	48,19
1	0	1	48,35	48,34
1	1	1	51,54	51,54
0	2	1	55,78	55,78
2	2	0	57,27	57,26
1	3	0	58,06	58,04
1	2	1	60,11	60,11
2	0	1	61,98	61,97
2	1	1	64,50	64,49
0	3	1	68,60	68,59
3	1	0	69,49	69,46
2	3	0	69,81	69,80
2	2	1	71,53	71,53
1	3	1	72,16	72,15
1	4	0	74,85	74,81
3	2	0	76,06	76,04
3	0	1	79,67	79,64
3	1	1	81,64	81,62
2	3	1	81,92	81,91
0	4	1	83,29	83,26
2	4	0	84,30	84,26
3	3	0	85,91	85,88
1	4	1	86,25	86,22
3	2	1	87,31	87,29
0	1	1	87,55	87,47
1	0	2	88,58	88,51
1	1	2	90,37	90,29

TAB. 2.2: *Comparaison des fréquences analytiques et simulées pour les 30 premières fréquences de résonance de la CRBM du LASMEA.*

À présent, pour simuler correctement une CRBM, il nous faut tout d'abord impérativement modéliser toutes les géométries de ses équipements, essentiellement le brasseur de modes. Répondant à ces attentes, une technique rigoureuse de maillage fera l'objet du chapitre 3. Enfin, une exploitation valable des amplitudes numériques de champs nécessite une parfaite maîtrise de la puissance injectée et une prise en compte des pertes de la cavité. Ainsi, la caractérisation du comportement intrinsèque de la cavité constituera le principal objectif du chapitre 4.

FIG. 2.5: Répartition de E_z au mode TE_{230} .FIG. 2.6: Répartition de E_x au mode TE_{041} .

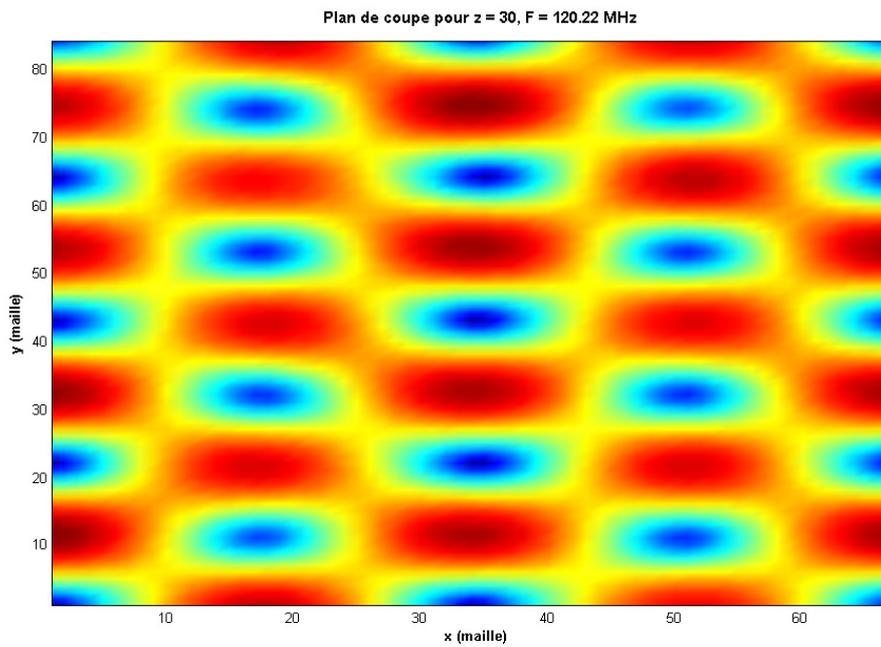


FIG. 2.7: Répartition du champ électrique total au mode TEM_{242} .

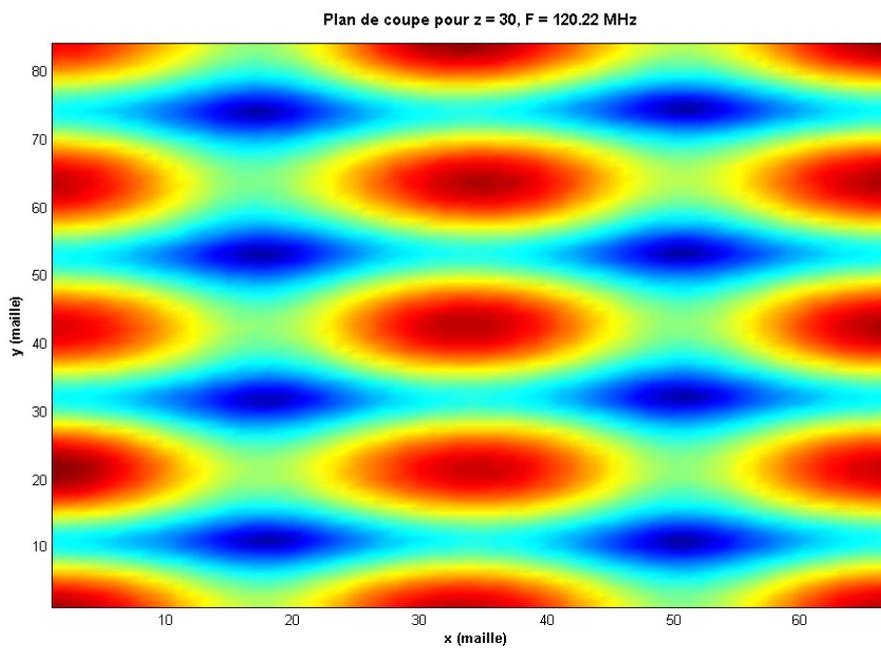


FIG. 2.8: Répartition du champ magnétique total au mode TEM_{242} .

Chapitre 3

Modélisation géométrique de la CRBM

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à l'aspect géométrique des différentes structures pouvant se trouver dans une CRBM (le brasseur de modes, les antennes...) afin de pouvoir les intégrer dans le schéma FDTD. Bien entendu, sachant que la résolution de tout schéma numérique nécessite un nombre fini de données, la principale difficulté est de transférer convenablement chaque objet du domaine continu initial à un domaine discret sans une perte excessive d'informations.

Pour ce faire, les maillages commerciaux utilisent généralement une approximation directe sans tenir compte des différentes propriétés topologiques de la structure à mailler (continuité, absence de trou, épaisseur...). Une vérification automatique du maillage final s'avère donc impossible et reste à la charge de l'utilisateur. Les deux autres inconvénients majeurs de ces produits sont l'obligation de se conformer aux formats de sortie prédéfinis et surtout leurs prix élevés.

Outre l'utilisation de maillages commerciaux [34], seuls des outils basés sur une analogie entre le schéma de Yee et les cellules élémentaires de l'infographie avaient été employés pour obtenir le maillage de certaines de ces structures [56]. Nous en rappellerons alors brièvement les principes, puis nous exposerons leurs diverses possibilités mais aussi leurs nombreuses limites.

Ensuite, nous proposerons une alternative permettant de réaliser facilement des maillages de façon rigoureuse et rapide : la **géométrie discrète**. Nous présenterons les bases de cette théorie mathématique et illustrerons ses résultats à l'aide des modélisations de certains équipements de la CRBM tels que le brasseur de modes et différents types d'antennes.

3.1 Une première analogie avec l'infographie

L'infographie est le domaine de l'informatique s'occupant de la synthèse d'images par ordinateur [47,58]. Actuellement, le dispositif périphérique le plus utilisé pour l'affichage de sorties graphiques est la visu à balayage de trames. Ce dispositif numérique s'assimile à une matrice de cellules discrètes. Autrement dit, l'écran total s'assimile à une grille rectangulaire où à chaque subdivision, appelée généralement «pixel» (pour Picture Element), correspond une unique couleur. Ce processus de représentation d'objets continus par un ensemble de pixels discrets est appelé «génération de tracé». À partir de ces premières informations, l'analogie entre l'infographie et notre problème est manifeste.

En effet, du fait de la géométrie bidimensionnelle identique entre les cellules unitaires, les problèmes de résolution et de crénelage en forme de marches d'escalier sont similaires. C'est donc pour cette raison que nous nous intéresserons aux possibilités offertes par certains algorithmes d'infographie déjà utilisés dans le cadre de maillages [56] et analyserons leurs limites.

Dans le cadre de sa thèse, F. Petit [56] a utilisé indirectement l'algorithme de Bresenham dont le but est de tracer des segments sur une trame entière. En effet, à l'aide de cet outil, il a tout d'abord décrit le contour de chaque pale du brasseur de mode. Puis, en utilisant les propriétés de connexité par arcs de chacune des pales, il a obtenu leur maillage complet grâce à un algorithme basique de remplissage par balayage horizontal.

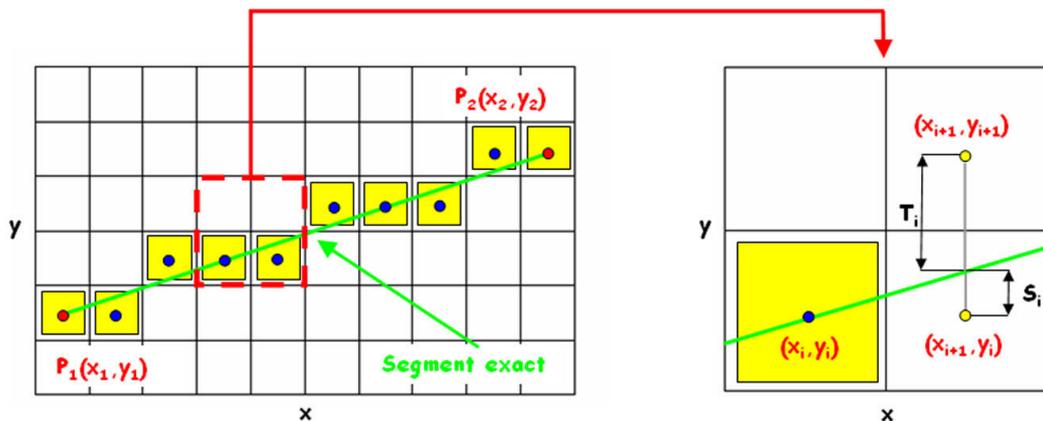


FIG. 3.1: *Principe incrémental de l'algorithme de Bresenham.*

L'algorithme de Bresenham [13] est une méthode efficace de génération de tracé de segments qui n'utilise que des additions et des soustractions en nombres entiers, et des multiplications par deux. La meilleure approximation du segment exact correspond aux pixels de la trame qui se situent à la plus courte distance du segment exact. Pour l'exemple du segment $[P_1P_2]$ de la figure (Fig. 3.1), elle

est représentée par les pixels teintés en jaune . Si nous appelons respectivement T_i et S_i les distances des pixels situés immédiatement au-dessus et au-dessous du segment exact, cet algorithme définit la variable de décision $d_i = S_i - T_i$. Quand d_i est inférieur à zéro, le pixel de la trame le plus rapproché est celui situé au-dessus du segment exact. Inversement, quand d_i est supérieur ou égal à zéro, le pixel le plus rapproché est le pixel inférieur. Il suffit ensuite de réitérer le même procédé à partir du nouveau pixel ainsi déterminé. Bien entendu, la technique décrite ne s'applique ici que pour les droites dont la pente est comprise entre 0° et 45° ; les segments appartenant aux autres octants se déduisent cependant de ce cas particulier par symétries.

Remarque : *une droite discrète peut être vue soit comme un ensemble de pixels, soit comme un ensemble de points entiers compris entre deux droites euclidiennes.*

Cependant, bien qu'il existe une version tridimensionnelle de cet algorithme, F. Petit [56] s'est limité aux cas où les pales du brasseur sont strictement horizontales ou verticales. Autrement dit, le cadre d'application de ses outils reste bidimensionnel et cette restriction provient sans doute de la difficulté à appliquer l'algorithme de remplissage dans une représentation en trois dimensions (3D). En effet, une fois le contour tridimensionnel de pales quelconques défini, le problème est de déterminer les voxels (pour Volume Elements) qui constituent l'intérieur des plaques. Une solution consisterait à tracer tous les segments possibles à partir de l'ensemble des voxels du contour. Mais, vu que l'algorithme de Bresenham est déjà basé sur un principe incrémental, le temps de calcul pourrait vite s'avérer important si le bord des plaques était décrit par de nombreux volumes. De plus, il serait impossible de contrôler automatiquement les anomalies topologiques générales du plan ainsi formé (trous, sur-épaisseurs ...).

Sachant qu'ils peuvent intégrer de nombreux modèles de courbes (paramétriques, B-splines, Beta-splines, courbes de Bézier) et de surfaces, les outils d'infographie sont très performants dans le cas de maillages bidimensionnels mais ne sont pas appropriés à la 3D. Hormis dans les cas très simples tel le maillage d'un cylindre horizontal, il n'est en effet pas possible de considérer l'espace 3D comme une succession de plans 2D car la conservation des propriétés topologiques entre deux plans de coupe successifs devient illusoire (c'est d'ailleurs pour cette raison que nous parlons de «2,5D»!).

D'autres disciplines proches de l'infographie telles que la stéréovision ou encore la télédétection [30] seraient a priori adaptées aux maillages d'objets dans une grille parallélépipédique tridimensionnelle. Effectivement, elles étudient entre autres la reconstruction 3D d'un objet à l'aide de plusieurs de ses photos. Outre d'éventuels problèmes de recalage entre les images, une bonne résolution de ces dernières garantirait sans doute la bonne conservation des propriétés topologiques de l'enveloppe de l'objet et autoriserait ainsi les maillages

les plus complexes. Cependant, essentiellement pour des raisons de facilité de mise en œuvre, nous avons privilégié une autre approche : la géométrie discrète.

3.2 Quelques notions de géométrie discrète

Toujours en rapport avec le développement de l'imagerie informatique et de son utilisation dans des contextes de plus en plus diversifiés, la géométrie discrète, apparue à la fin des années 1970, a connu un regain d'intérêt important ces dernières années.

Ce domaine des mathématiques vise à étudier des objets discrets, c'est-à-dire composés d'un ensemble dénombrable de points par opposition aux objets de la géométrie euclidienne traditionnelle qui, eux, sont généralement composés d'un ensemble infini de points. De ce fait, les objets discrets ont souvent peu de propriétés communes avec leurs homologues continus. En effet, les résultats élémentaires de la géométrie euclidienne ne sont plus vérifiés dans les espaces discrets : des notions fondamentales telles que la continuité sont un peu chahutées (que veut dire continu dans un espace où tout est a priori discontinu ?), la définition même des objets devient compliquée (comment définir de façon canonique un segment de droite dans un espace discret ?).

La géométrie discrète tente de répondre à ces questions en développant des théorèmes et des méthodes spécifiques à ce type d'espaces et d'objets. Pour ce faire, elle essaie de transposer à ce contexte un maximum de notions familières de la géométrie euclidienne. Ainsi, elle englobe un ensemble d'approches théoriques assez variées telles que la topologie discrète, la géométrie arithmétique, la théorie combinatoire...

Parmi ces approches, la géométrie arithmétique essaie de lier les propriétés des objets géométriques discrets à celles des nombres entiers. Elle s'en trouve particulièrement adaptée aux implémentations informatiques. De plus, d'importants résultats obtenus récemment concernant les droites [57], les plans discrets [22,67], les surfaces [21] ou encore les rotations discrètes [1], ont accru l'attrait de cette approche originale.

3.2.1 Droites discrètes

Une droite discrète 3D, notée \mathfrak{D} , ayant pour vecteur directeur $\mathcal{V}(a, b, c)$ avec $(a, b, c) \in \mathbb{N}^3$ tel que $a \geq b \geq c$, est définie par l'ensemble des points $(x, y, z) \in \mathbb{Z}^3$ vérifiant les inéquations diophantiennes suivantes :

$$\mathfrak{D} \left\{ \begin{array}{l} \varpi \leq c.x - a.z < \varpi + \psi \\ \varpi' \leq b.x - a.y < \varpi' + \psi' \end{array} \right. \quad (3.1)$$

avec $(\varpi, \varpi', \psi, \psi') \in \mathbb{Z}^4$. ϖ et ϖ' s'appellent les bornes inférieures de \mathfrak{D} . ψ et ψ' s'appellent les épaisseurs arithmétiques de \mathfrak{D} . Une telle droite est notée $\mathfrak{D}(a, b, c, \varpi, \varpi', \psi, \psi')$.

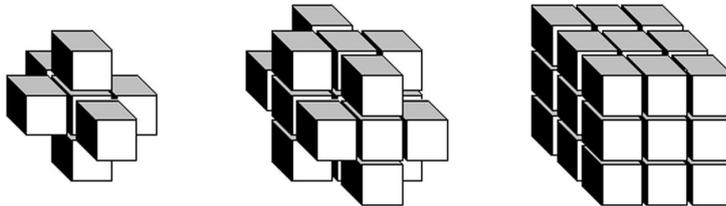


FIG. 3.2: Illustration des 6-connexité, 18-connexité et 26-connexité.

La borne inférieure a pour rôle d'ancrer la position spatiale de la droite puisqu'un vecteur ne suffit pas à les définir. Il est également important de préciser que l'épaisseur arithmétique est un facteur libre qui suivant sa valeur, permet de fixer facilement la connexité de la droite : déconnexion, 6-connexité, 18-connexité ou 26-connexité (Fig. 3.2). Dans le cas d'une 6-connexité, le voisinage d'un voxel donné se limite uniquement aux voxels adjacents ayant une face commune. Pour les 18-connexité et 26-connexité, nous étendons respectivement cette notion aux arêtes puis aux sommets.

À présent, si nous considérons une droite $\mathfrak{D}(a, b, c, \varpi, \varpi', \psi, \psi')$, nous avons les propriétés suivantes :

- si $\psi < a$ ou $\psi' < a$, alors \mathfrak{D} est déconnectée (Fig. 3.3.a).
- si $\psi \geq a + c$ et $\psi' \geq a + b$, alors \mathfrak{D} est 6-connexité (Fig. 3.3.b).
- si $\psi \geq a + c$ et $a \leq \psi' < a + b$ ou $\psi' \geq a + b$ et $a \leq \psi < a + c$, alors \mathfrak{D} est 18-connexité (Fig. 3.3.c).
- si $a \leq \psi < a + c$ et $a \leq \psi' < a + b$, alors \mathfrak{D} est 26-connexité (Fig. 3.3.d).
- si $\psi = a$ et $\psi' = a$, alors \mathfrak{D} est dite «naïve».

La possibilité de régler simultanément l'épaisseur arithmétique et la borne inférieure font que cette nouvelle définition de droites discrètes est beaucoup plus complète que l'algorithme de Bresenham 3D. De plus, il ne s'agit plus d'une méthode incrémentale car il est possible de déterminer directement si un voxel appartient à la modélisation d'une droite ou non, et ce, sans se soucier de son voisinage.

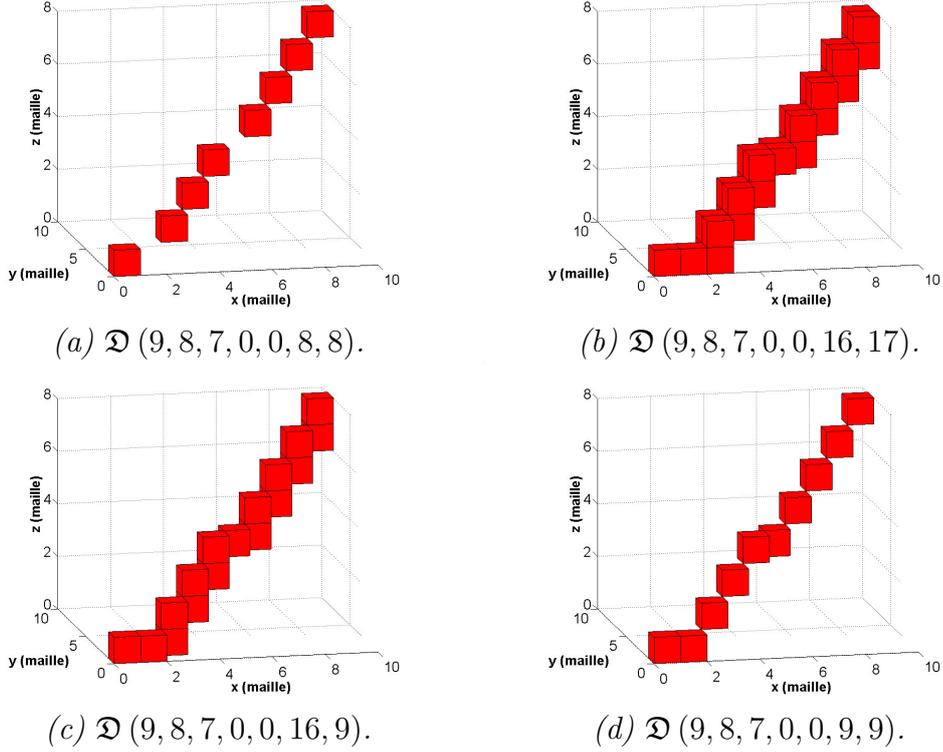


FIG. 3.3: Influence de l'épaisseur arithmétique sur une droite de vecteur directeur $\mathcal{V}(9, 8, 7)$.

3.2.2 Plans discrets

De la même façon, un plan discret 3D, noté \mathfrak{P} , de vecteur normal $\mathcal{N}(a, b, c)$ avec $(a, b, c) \in \mathbb{N}^3$ tel que $\text{pgcd}(a, b, c) = 1$ est défini par l'ensemble des points $(x, y, z) \in \mathbb{Z}^3$ vérifiant la double inéquation diophantienne suivante :

$$\mathfrak{P} \{ \varpi \leq a.x + b.y + c.z < \varpi + \xi \quad (3.2)$$

avec $\varpi \in \mathbb{Z}$ et $\xi \in \mathbb{N}^*$. ϖ et ξ s'appellent respectivement la borne inférieure et l'épaisseur arithmétique de \mathfrak{P} . Un tel plan est noté $\mathfrak{P}(a, b, c, \varpi, \xi)$.

Avant d'aller plus loin, la définition d'un trou k -connexe doit être brièvement rappelée car il s'agit d'une notion majeure pour la caractérisation d'un plan discret $\mathfrak{P}(a, b, c, \varpi, \xi)$. Soient $A(\alpha, \beta, \gamma)$ et $B(\kappa, \theta, \phi)$ deux points de l'espace vérifiant :

$$\begin{cases} a.\alpha + b.\beta + c.\gamma < \varpi \\ a.\kappa + b.\theta + c.\phi \geq \varpi + \xi \end{cases} \quad (3.3)$$

Si une courbe 6-connexe (respectivement 18-connexe ou 26-connexe) peut relier A à B sans intersection avec le plan \mathfrak{P} , alors \mathfrak{P} contient un trou 6-connexe (respectivement un trou 18-connexe ou un trou 26-connexe).

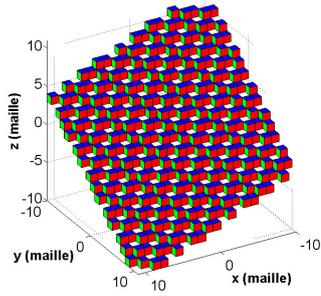
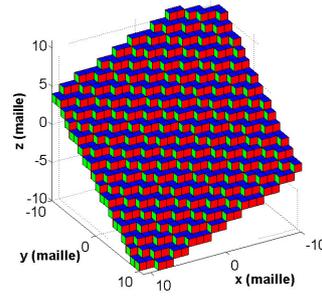
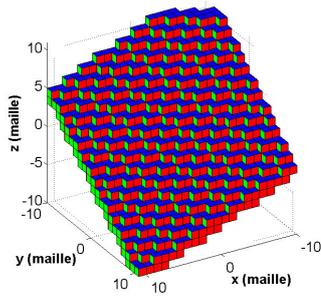
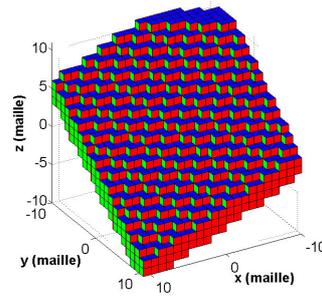
(a) $\mathfrak{P}(3, 5, 7, 0, 5)$.(b) $\mathfrak{P}(3, 5, 7, 0, 7)$.(c) $\mathfrak{P}(3, 5, 7, 0, 12)$.(d) $\mathfrak{P}(3, 5, 7, 0, 20)$.

FIG. 3.4: Influence de l'épaisseur arithmétique sur un plan de vecteur normal $\mathcal{N}(3, 5, 7)$.

À présent, nous allons nous intéresser aux diverses topologies d'un plan $\mathfrak{P}(a, b, c, \varpi, \xi)$ en fonction de ses coefficients et de son épaisseur arithmétique. Pour ce faire, nous supposons que $0 \leq a \leq b \leq c$, ce qui n'est pas vraiment une contrainte puisque les autres cas peuvent s'obtenir en permutant ou symétrisant les axes. Ainsi, nous avons les propriétés suivantes :

- si $\xi < c$, \mathfrak{P} peut être non-connexe, 18-connexe ou 26-connexe selon les valeurs de a , b et c . De plus, des trous 6-connexes sont présents (Fig. 3.4.a).
- si $\xi = c$, \mathfrak{P} est 18-connexe. C'est d'ailleurs la plus petite valeur de ξ pour laquelle \mathfrak{P} n'a plus de trous 6-connexes (Fig. 3.4.b).
- si $c < \xi < c + b$, \mathfrak{P} peut être 6-connexe ou 18-connexe, mais il y a des trous 18-connexes.
- si $\xi = c + b$, \mathfrak{P} est 6-connexe. C'est d'ailleurs la plus petite valeur de ξ pour laquelle \mathfrak{P} n'a plus de trous 18-connexes (Fig. 3.4.c).
- si $c + b < \xi < c + b + a$, \mathfrak{P} est 6-connexe, mais possède des trous 26-connexes.
- si $\xi = c + b + a$, \mathfrak{P} est 6-connexe. C'est d'ailleurs la plus petite valeur de ξ pour laquelle \mathfrak{P} n'a plus de trous 26-connexes.
- si $\xi > c + b + a$, \mathfrak{P} est 6-connexe et nous disons qu'il est «épais» (Fig. 3.4.d).

3.2.3 Sphères discrètes

La sphère discrète ou sphère arithmétique est elle-aussi un des objets de base de la géométrie discrète 3D. Ainsi, une sphère discrète 3D, notée \mathfrak{S} , de centre $\mathcal{C}(a, b, c)$ et de rayon \mathcal{R} avec $(a, b, c, \mathcal{R}) \in (\mathbb{Z}^3, \mathbb{N})$, est définie par l'ensemble des points $(x, y, z) \in \mathbb{Z}^3$ vérifiant la double inéquation diophantienne suivante :

$$\mathfrak{S} \left\{ \left(\mathcal{R} - \frac{1}{2} \right)^2 \leq (x - a)^2 + (y - b)^2 + (z - c)^2 < \left(\mathcal{R} + \frac{1}{2} \right)^2 \right. \quad (3.4)$$

Cette définition engendre la propriété suivante : une sphère discrète n'a jamais de trous 6-connexes (Fig. 3.5). Enfin, il est intéressant de remarquer qu'il suffit de supprimer la borne minimale de l'inégalité (Eq. 3.4) pour obtenir la description d'une boule.

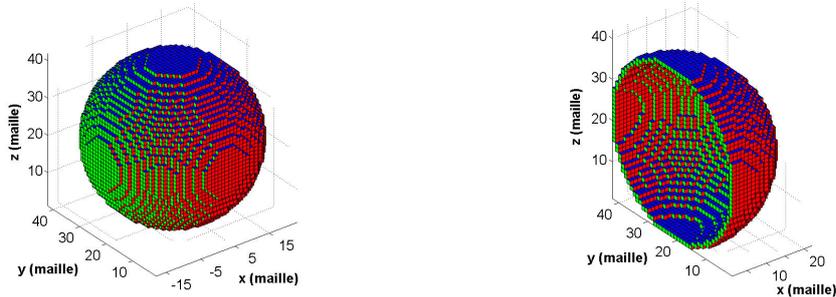


FIG. 3.5: Sphère discrète et coupe associée.

3.3 Application au maillage du brasseur

Dans cette section, nous allons mettre en œuvre ces différents outils pour mailler automatiquement un brasseur de modes, en l'occurrence celui qui est intégré dans la CRBM du LASMEA, et ce, pour n'importe quelle orientation angulaire des pales. Pour ce faire, nous assimilerons chaque pale à un rectangle métallique (car leur épaisseur est supposée négligeable!).

Notons qu'il serait tout à fait maladroit de tenter d'élaborer cette modélisation manuellement maille après maille. En effet, devant être réalisée pour de nombreuses positions angulaires afin de respecter les conditions d'application des critères statistiques et normatifs (cf sections 1.3 et 1.4), cette opération s'avérerait trop longue et laborieuse. De plus, tout ce traitement pourrait se retrouver anéanti par un simple changement des dimensions des cellules de discrétisation ou des pales du brasseur.

3.3.1 Étape d'initialisation

L'idée de départ est de modéliser le plan support de chacune des pales du brasseur de modes. Autrement dit, nous repérons la position spatiale de trois sommets de la plaque métallique en cours de traitement afin de déterminer l'équation du plan \mathfrak{P} qui la contient.

Pour ce faire, il faut au préalable convertir les coordonnées continues des extrémités de la pale courante en coordonnées discrètes; dans le cas général (pour une grille uniforme), une simple règle de trois suffit. Puis, à l'aide de ces informations, nous déterminons deux vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{v} de telle manière qu'ils forment une base dans le plan défini par les trois points. Le produit vectoriel de \mathbf{u} et de \mathbf{v} normalisé nous donne par définition un vecteur normal au plan \mathfrak{P} , dont les composantes correspondent aux coefficients (a, b, c) de \mathfrak{P} . Quant à la borne inférieure ϖ , nous la déterminons en calculant l'expression suivante :

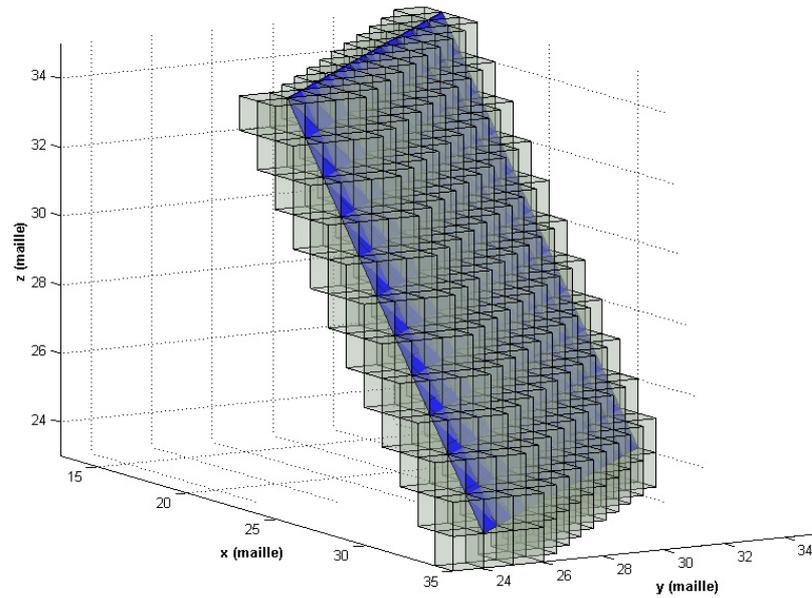
$$\varpi = a.x_0 + b.y_0 + c.z_0 \quad (3.5)$$

où le triplet (x_0, y_0, z_0) correspond aux coordonnées discrètes d'un des sommets de la pale courante.

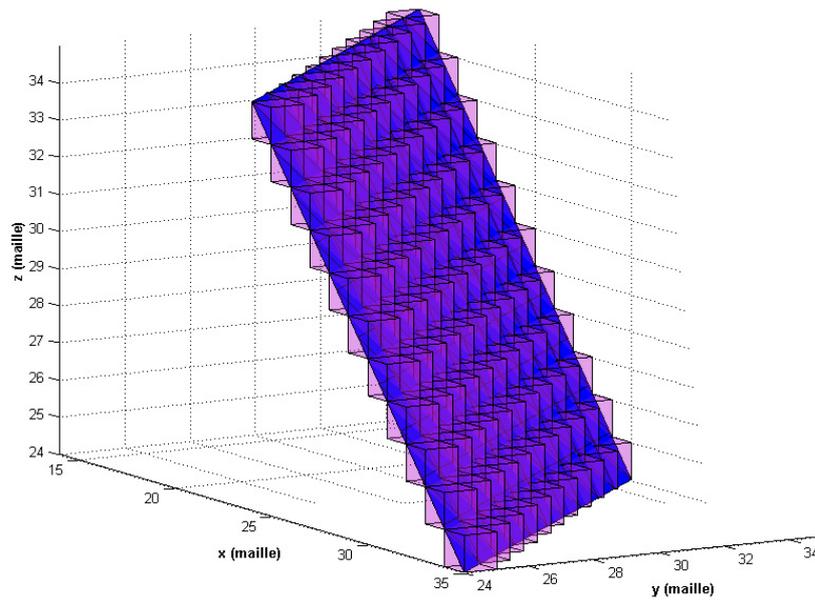
Enfin, pour que le plan discret contenant la plaque métallique soit parfaitement caractérisé, il nous faut maintenant fixer le dernier facteur libre, c'est-à-dire l'épaisseur arithmétique ξ . Rappelons que nous souhaitons modéliser en premier lieu le caractère réverbérant du brasseur de modes, donc il est très important que ses pales ne contiennent aucun trou. Il reste à déterminer le degré de connexité du plan et des trous non tolérés.

Dans le schéma FDTD, une plaque métallique est modélisée par une mise à zéro des deux composantes tangentielles du champ électrique. Autrement dit, toute une face (ou «surfel» pour Surface Element) de la cellule de Yee est électriquement nulle. Ainsi, pour que le champ électromagnétique ne se propage pas à travers la pale modélisée, et ce pour n'importe quelle fréquence, il est impératif que tous les surfels soit liés les uns aux autres au minimum par une arête. Donc le plan \mathfrak{P} doit être au minimum 18-connexe et sans trou 6-connexe. De plus, sachant que la plaque métallique est fine, nous devons éviter toute sur-épaisseur inutile, et donc toute sur-connexité superflue au niveau des trous. Toutes ces raisons nous conduisent donc à choisir $\xi = \max(a, b, c)$; nous parlons alors de plans «naïfs».

Ces questions de sur-épaisseurs et de sur-connexités ne sont pas gérées par les maillages commerciaux parmi lesquels figure le logiciel HyperMesh[®]. En effet, ils superposent directement le plan continu sur la grille discrète et assimilent le maillage résultat aux voxels interceptés. Leur principe de fonctionnement est simplement basé sur le résultat d'un test binaire exécuté de manière indépendante pour chacun des voxels du domaine de calcul; du fait que ce mode de



(a) Maillage obtenu à l'aide du mailleur commercial HyperMesh®.



(b) Maillage obtenu à l'aide de la géométrie discrète.

FIG. 3.6: Comparaison de deux techniques de discrétisation appliquées à un plan-test continu.

sélection ignore toute notion de voisinage, toute tentative pour établir des propriétés topologiques du maillage ainsi obtenu est vaine. Deux des conséquences directes de ce manquement sont généralement une déformation accrue de la surface du plan et une surévaluation de son épaisseur (Fig. 3.6), ce qui conduit souvent à des discrétisations relativement éloignées de la réalité.

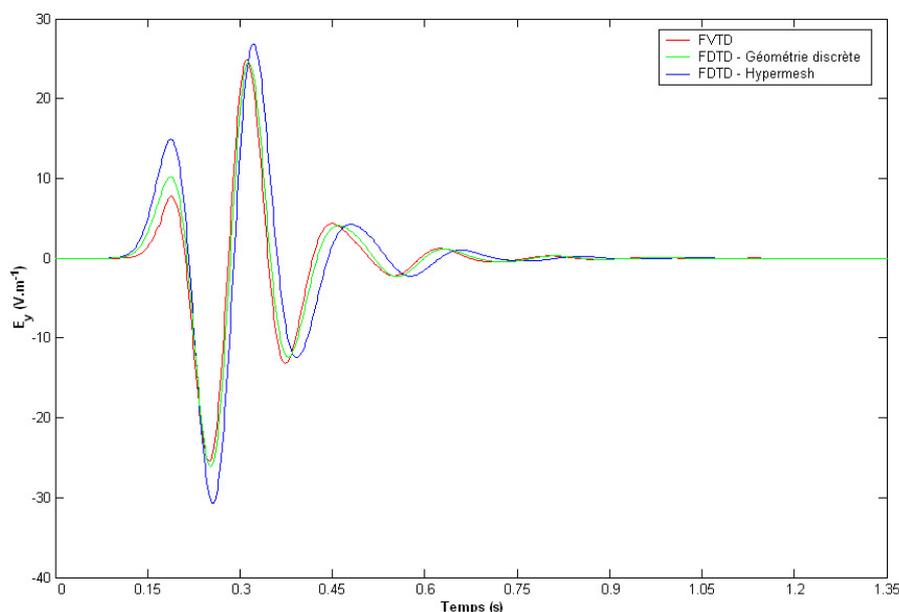


FIG. 3.7: *Champ électrique diffracté par une plaque métallique maillée suivant différentes discrétisations.*

Afin d'illustrer l'impact de ce phénomène, étudions par exemple la diffraction d'une onde plane sur la plaque métallique représentée en bleu sur la figure (Fig. 3.6). Notre référence sera déterminée à l'aide d'un code «volumes finis» (FVTD : Finite Volumes in Time Domain) utilisant un maillage conforme. La figure (Fig. 3.7) représente ainsi une composante du champ électrique diffracté par la plaque pour les trois maillages différents. Sur cette figure, nous voyons clairement que la courbe utilisant le maillage issu de la géométrie discrète approxime beaucoup mieux la référence que la courbe obtenue à l'aide du maillage provenant de HyperMesh®. En effet, la sur-épaisseur et la déformation excessive de la surface se traduisent tout d'abord par une avance du signal au niveau de la première réflexion, puis par une amplification croissante du déphasage. Ce dernier point s'avère particulièrement dommageable pour des calculs dont les résultats sont destinés à être transférés dans le domaine fréquentiel comme dans notre cas. Sachant que cette perte de qualité serait encore aggravée par la durée importante de nos simulations et par la nature même de notre problématique (i.e. un problème résonnant), le choix de privilégier la géométrie discrète aux maillages commerciaux nous paraît désormais parfaitement justifié.

Maintenant que l'intérêt de la géométrie discrète est prouvé, revenons à la modélisation du brasseur de modes du LASMEA. Tous les plans \mathfrak{P}_i correspondant au support de chacune de ses pales peuvent désormais être parfaitement caractérisés grâce à l'expression (Eq. 3.2). Afin de borner les valeurs du triplet (x, y, z) requis par cette dernière équation, nous ne considérerons pas l'ensemble des voxels formant la cavité, mais uniquement ceux qui appartiennent au plus petit parallélépipède incluant strictement le cylindre de révolution du brasseur de modes. Cette opération nous permet donc de diviser notre domaine de recherche d'au moins un facteur quatre.

Dans toute la suite, afin d'illustrer clairement nos propos, nous considérerons le cas de la cinquième pale de notre brasseur (cf section 1.5), discrétisée dans une grille cubique où la maille élémentaire mesure cinq centimètres de coté. De plus, pour ne pas nous situer dans un cas très favorable, nous supposerons que la plaque métallique traitée a subi une rotation de 60° autour du mât central par rapport à sa position d'origine (Fig. 1.4). La figure (Fig. 3.8) représente le résultat à la fin de cette phase d'initialisation pour la pale considérée (ses sommets sont caractérisés par les voxels rouges).

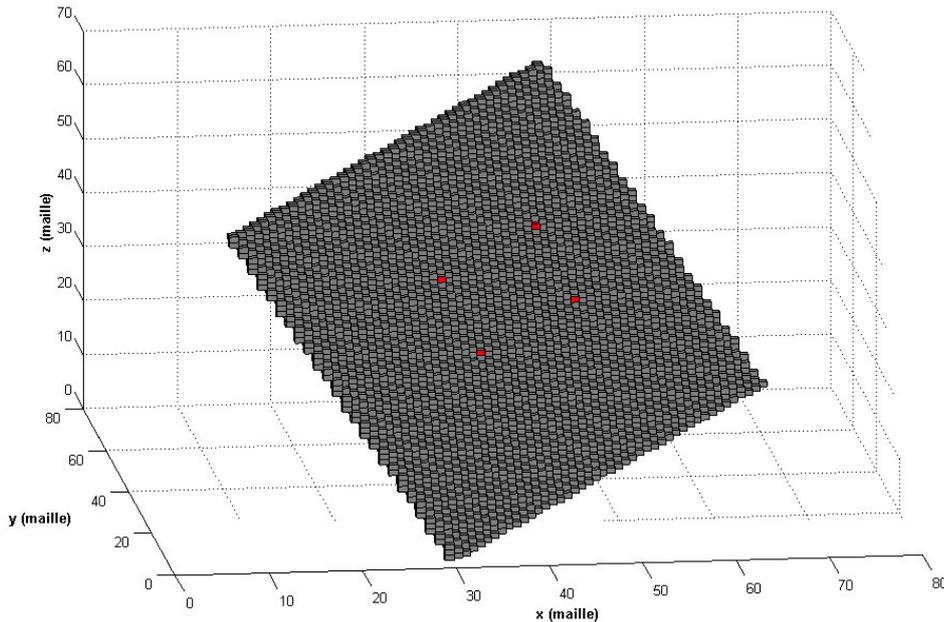


FIG. 3.8: *État des lieux à la fin de l'étape d'initialisation.*

3.3.2 Étape de découpe

Dorénavant, nous connaissons l'ensemble des voxels constituant le plan support de la plaque métallique. La difficulté est à présent de «découper» ce plan \mathfrak{P}_5

afin de ne conserver que les voxels construisant la pale courante. La méthode la plus naturelle consisterait à délimiter la plaque métallique par des segments naïfs 3D, mais ceci ne peut s'appliquer en pratique car les voxels de ces segments n'appartiennent pas forcément au plan de travail en raison de la présence de trous 18-connexes. Pour pallier à ce problème, nous avons répertorié deux techniques associées à des procédés différents qui nous paraissaient plus rapides à mettre en œuvre : une première basée sur des projections et une seconde sur des produits vectoriels.

Mais avant tout, précisons que nous appellerons «direction privilégiée» d'un vecteur $\mathbf{u} = [u_x, u_y, u_z]^t$, la direction du repère de base associée à la composante maximale du module de \mathbf{u} .

Méthode basée sur des projections

Cette première technique est basée sur une importante propriété mathématique du plan naïf. En effet, la fonction de projection suivant la direction privilégiée du vecteur normal au plan est bijective ; autrement dit, si nous nous plaçons sur un des plans bidimensionnels de projection suivant cette direction, alors chacun de ses surfels correspond à un unique voxel du plan support et vice-versa. De plus, cette notion de bijectivité assure la conservation d'un certain nombre de propriétés topologiques telles que l'absence de trous dans le projeté de la pale.

Ainsi, nous traçons les quatre droites 18-connexes dans le plan de projection permettant de définir le contours 2D de la plaque métallique. Notons que chacune de ces droites fractionne l'espace en deux demi-espaces : un premier (droite incluse) contenant simultanément des surfels utiles et non utiles à la caractérisation de la pale, et un second contenant uniquement des surfels non solutions. Utilisant les propriétés issues de la bijectivité, nous effectuons la projection inverse sur notre plan de référence en supprimant tous les demi-espaces non solutions, comme l'illustre la figure (Fig. 3.9). Sachant que notre plaque est rectangulaire et donc connexe par arcs, il ne nous reste mathématiquement au bout de ces quatre opérations uniquement les voxels servant à la modéliser.

Méthode basée sur des produits vectoriels

Cette seconde technique consiste elle-aussi à utiliser la connexité par arcs de la pale. Son principe est de déterminer pour chaque voxel du domaine de discrétisation s'il appartient ou non à la surface interne définie par les quatre sommets grâce au signe d'une variable de décision que nous allons définir. Pour des raisons de commodité, nous allons décrire son procédé pour une plaque métallique horizontale (Fig. 3.10). De plus, nous réduisons la position spatiale de chaque voxel à celle de son centre de gravité.

Si nous créons un parcours fermé entre les sommets de la pale (symbolisé par les flèches roses), nous pouvons remarquer que l'intérieur et l'extérieur se trouvent toujours du même côté des flèches. C'est cette caractéristique qui va nous permettre de définir la variable de décision α .

Par définition, le produit vectoriel de deux vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{v} définit le vecteur \mathbf{w} de telle manière que $(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{w})$ forme un trièdre direct. Donc, si nous considérons un voxel quelconque P , le produit vectoriel de \overrightarrow{AB} et de \overrightarrow{AP} nous permet de déterminer de quel côté de l'arête (AB) se situe P . En effet, par exemple, $\overrightarrow{AB} \wedge \overrightarrow{AP}_1$ et $\overrightarrow{AB} \wedge \overrightarrow{AP}_2$ produisent des résultantes de sens opposés : la première est rentrante tandis que la seconde est sortante. Dans un but de simplification, nous choisissons un sens pour la normale \mathbf{n} du plan, d'où la possibilité d'identifier la variable de décision α au simple scalaire suivant :

$$\forall P, \quad \alpha = \left(\overrightarrow{AB} \wedge \overrightarrow{AP} \right) \cdot \mathbf{n} \quad (3.6)$$

Suite à ce choix, le seul signe de α suffit à attribuer à P le demi-espace associé. Ensuite, il suffit de réitérer le même procédé pour chaque arête du parcours. Au final, dans le cas illustré, le maillage de la pale sera uniquement composé des voxels pour lesquels la variable α est toujours restée positive indépendamment des arêtes du parcours.

3.3.3 Étape de facettisation

Maintenant que le plan support est découpé, nous obtenons le maillage de la plaque métallique à partir de voxels, ce qui engendre inévitablement une notion de volume. L'épaisseur de la pale étant considérée comme nulle, nous devons alors effectuer une étape dite de «facettisation» (Fig. 3.11).

Pour ce faire, nous utilisons comme précédemment la bijectivité de la fonction de projection suivant la direction privilégiée associée à la plaque. Nous récupérons ainsi l'ensemble des sommets visibles suivant cette direction, puis nous reformons l'intégralité des surfels issus d'une recombinaison de quatre sommets.

Cependant, un voxel est composé de six faces, deux à deux parallèles. Donc, suivant la direction privilégiée, nous pouvons extraire deux surfels différents, correspondant aux deux surfaces parallèles. Il est donc impératif de fixer au préalable un sens de projection et ce, non pas par rapport au repère de base, mais par rapport à la pale courante du brasseur à sa position d'origine.

Pour mettre ceci en évidence, considérons une pale formant un angle aigu supérieur à 45° par rapport à l'horizontale et reportons-nous à la figure (Fig. 3.12). Alors, sous cette hypothèse, ses directions privilégiées de projection ne pourront être qu'alternativement les axes (Ox) et (Oy) lors d'une rotation autour du mât vertical (désigné par le disque blanc sur la figure (Fig. 3.12)). Plus précisément,

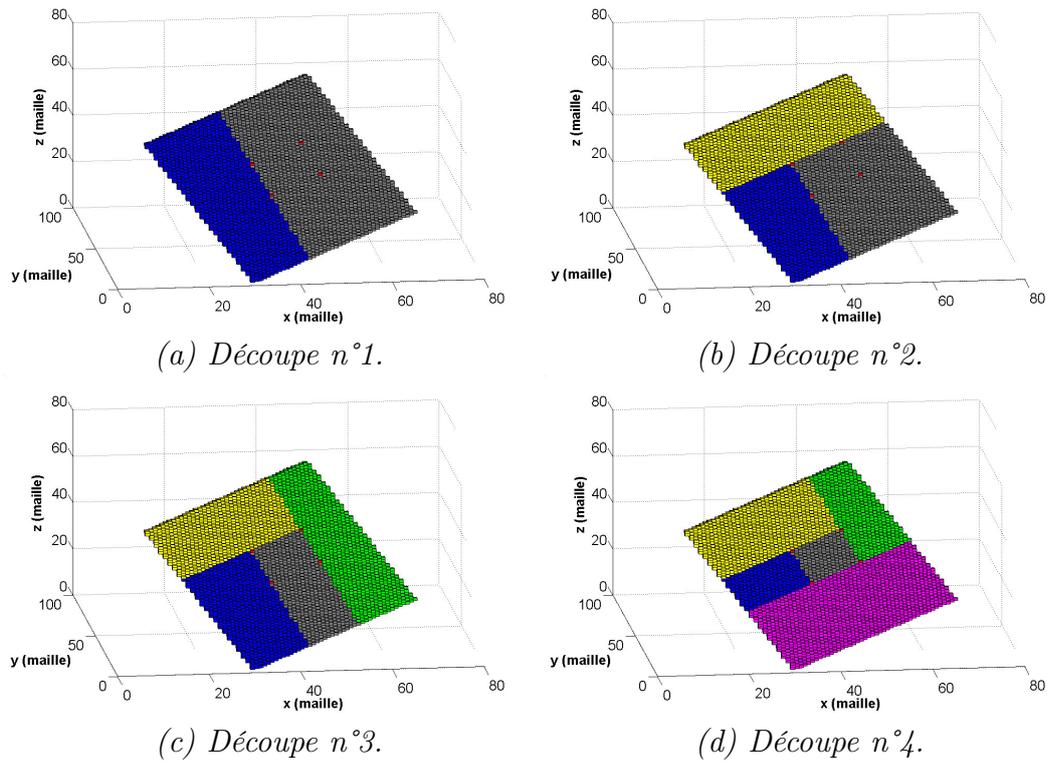


FIG. 3.9: Découpe projective d'une pale du brasseur.

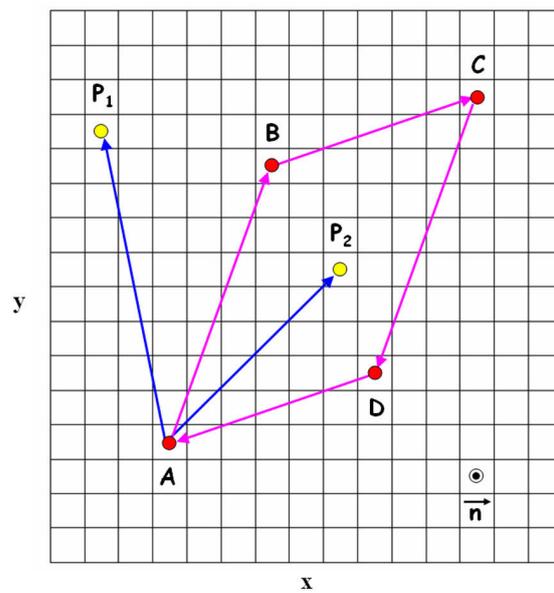
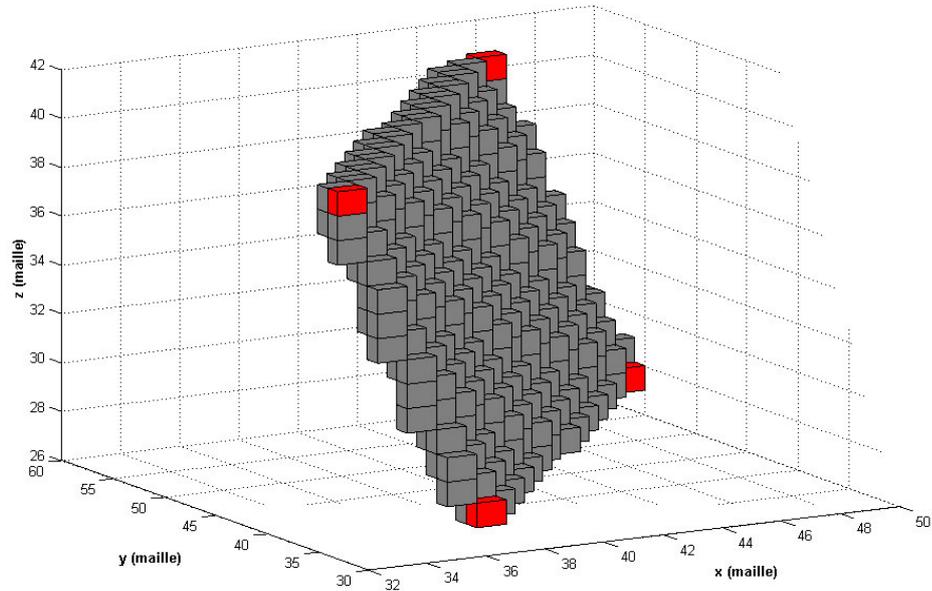
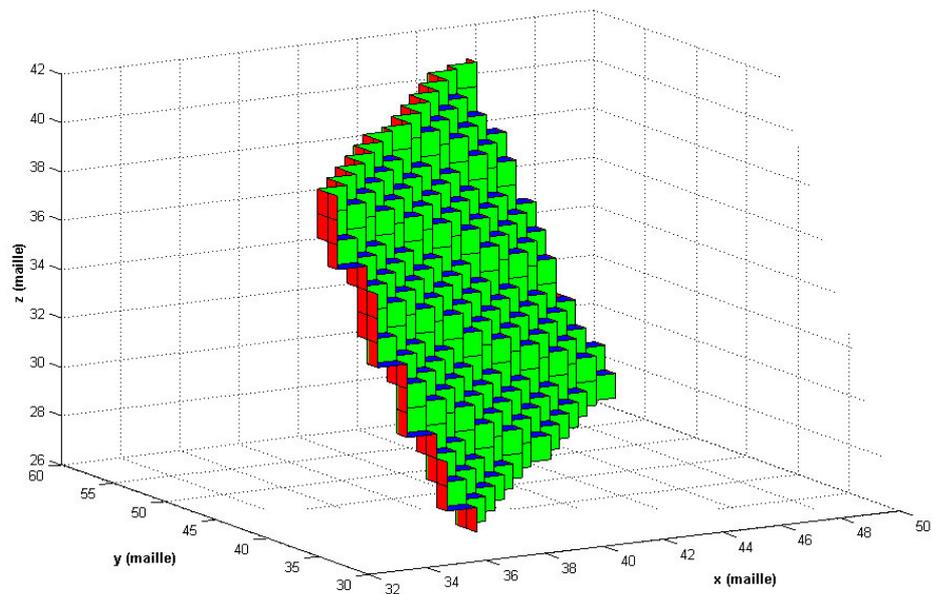


FIG. 3.10: Principe de la découpe basée sur les produits vectoriels.



(a) Avant.



(b) Après.

FIG. 3.11: État des lieux avant et après la phase de facettisation.

ces dernières suivent la règle des quadrants (délimité par les traits en pointillés) et sont par conséquent déterminées seulement en fonction de la zone d'appartenance de l'axe porteur horizontal qui soutient la pale. Quant au sens privilégié, il dépend de son initialisation (flèches vertes ou rouges). Cependant, pour toute pale, une rotation de 180° autour du mât vertical engendre inévitablement un changement de sens le long de la direction privilégiée dans le repère de base (i.e. les flèches d'une même couleur s'opposent) si nous souhaitons toujours observer le même coté de la plaque (ce qui bien entendu est notre cas!).

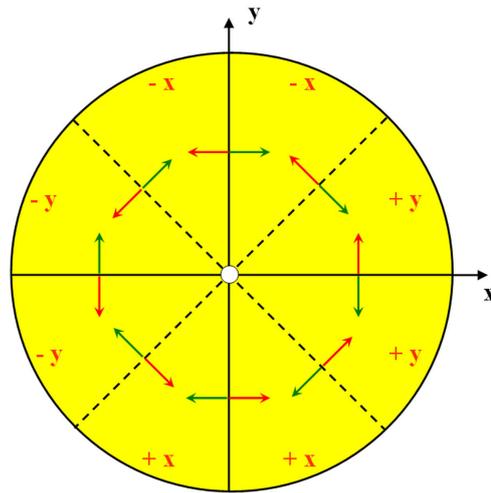


FIG. 3.12: *Direction et sens privilégié en fonction des quadrants.*

De plus, si le sens a été initialisé comme l'indiquent les flèches rouges, la direction (x ou y) et le sens (+ ou -) privilégiés suivant les quadrants sont indiqués de manière explicite. Sinon, il suffit évidemment de prendre le signe opposé.

Une fois tous les surfels de la pale déterminés, nous essayons de les regrouper au maximum dans des rectangles (Fig. 3.13), afin de limiter le nombre de déclarations dans les fichiers d'entrée du code de calcul. Sachant que les conditions aux limites sur chaque plaque métallique sont généralement imposées à tous les pas temporels de la simulation, cette opération permet de réduire plus ou moins significativement les temps de calcul suivant l'orientation angulaire de la pale.

3.3.4 Étape de rotation

La modélisation de structures mobiles telles que le brasseur de modes est liée à un certain nombre de difficultés. Effectivement, certaines transformations géométriques discrètes 3D dont la rotation, ne nous permettent pas de garantir la conservation des propriétés topologiques de l'ensemble de départ. Ainsi, la rotation discrète 3D d'un plan naïf ne génère pas forcément un plan naïf [1].

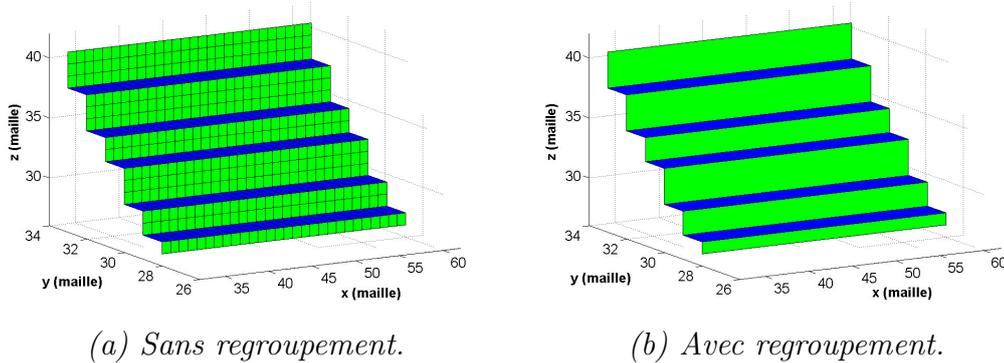


FIG. 3.13: Maillage d'une pale avec regroupement des surfels unitaires ou non.

Autrement dit, le résultat obtenu pourrait contenir des trous 6-connexes qui dans notre cas, laisseraient le champ électromagnétique se propager à certaines fréquences. De plus, la rotation discrète 3D n'étant pas une application bijective, une seule ou une succession de ces transformations suffirait à déformer définitivement l'objet de départ.

Ce sont d'ailleurs ces raisons qui nous ont obligées à développer une généralisation des étapes de découpe et de facettisation. Sinon, ces opérations auraient pu s'effectuer une seule fois dans la configuration la plus favorable (i.e. la position d'origine du brasseur dans notre cas (cf section 1.5) correspondant à la position pour laquelle un maximum de pales est caractérisé par un vecteur normal ayant une composante nulle dans le repère de base) et le résultat aurait subi des rotations discrètes par rapport à cette position de référence. Malheureusement, comme nous venons de l'expliquer, cette démarche était impossible !

Pour pallier les problèmes précédemment cités, nous utilisons une technique basée sur un couplage entre la rotation 3D de la géométrie euclidienne traditionnelle et la détermination arithmétique des plaques constituant le brasseur de modes. Plus précisément, pour chaque position angulaire et à partir de la position initiale du brasseur, nous déterminons les coordonnées continues dans le repère de base des extrémités de chaque pale du brasseur à l'aide des matrices de rotation 3D usuelles. Puis, une fois ces coordonnées continues converties en coordonnées discrètes, nous effectuons successivement les étapes d'initialisation, de découpe et de facettisation pour obtenir le maillage garanti sans trou et sans épaisseur de la pale et ce, quelle que soit sa position spatiale.

3.3.5 Étape d'assemblage

Le maillage final du brasseur de modes résulte des quatre opérations précédentes effectuées sur chacune des huit pales (Fig. 3.14 et 3.15). À présent, la dernière difficulté consiste à garantir la continuité et l'absence de trous 6-connexes au niveau de la jonction entre deux plaques métalliques adjacentes.

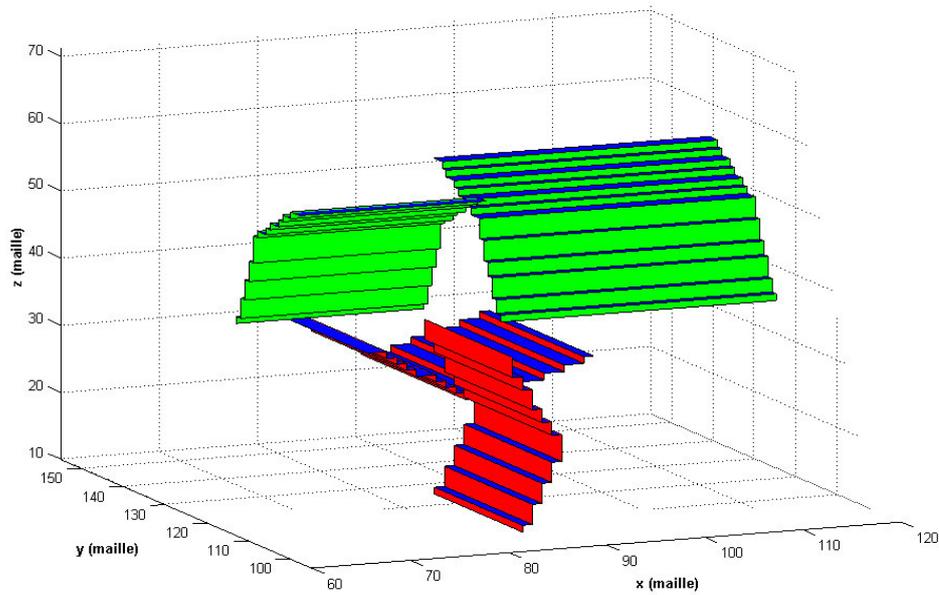


FIG. 3.14: Maillage du brasseur du LASMEA dans sa position d'origine.

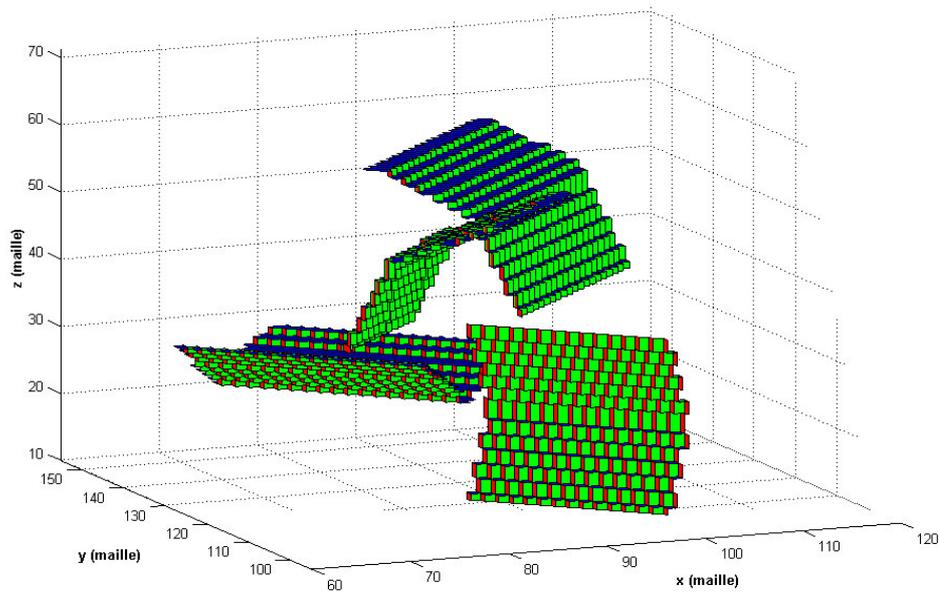


FIG. 3.15: Maillage du brasseur du LASMEA à 45° de sa position d'origine.

En effet, il n'est pas automatique que les discrétisations de la jonction entre deux plaques soient identiques pour les deux pales, car elles sont issues de deux équations de plan différentes. Or en géométrie discrète 3D, l'intersection de deux plans n'est pas forcément une droite. Autrement dit, la 18-connexité des deux plans ne suffit pas à assurer la 18-connexité de l'intersection.

Cependant, il est certain que les jonctions obtenues à l'aide de deux plaques adjacentes ont en commun un certain nombre de voxels. Pour les autres, nous sommes assurés qu'ils sont toujours 6-connexes, c'est-à-dire que localement, il y a un décalage spatial maximal d'une seule maille. Pour résoudre ce problème de jonction, nous utilisons donc cette propriété. Ainsi, nous conservons la jonction issue des plaques impaires et suite à son simple parcours, nous adaptons localement les plaques paires à cette contrainte.

3.4 Application au maillage de différents types d'antennes

Dans cette section, les outils de la géométrie discrète sont appliqués aux maillages des différents types d'antennes : antennes log-périodiques, antennes cornets et antennes paraboliques. Cependant, seuls leurs aspects géométriques seront pris en considération. En effet, nous n'étudierons pas la position des sources sur les structures filaires par exemple, ni les croisements de brins sur les antennes log-périodiques. Cependant, les outils présentés en association avec un sous-maillage et une étude plus approfondie de l'antenne considérée permettraient sans aucun doute de satisfaire ces différentes attentes.

3.4.1 Maillage d'une antenne log-périodique

Pour mailler une antenne log-périodique, il nous faut modéliser l'ensemble de ses brins sous forme de segments (appelés également «linels» pour Line Elements) 6-connexes qui suivent les arêtes de la grille de discrétisation (Fig. 3.16).

Pour ce faire, nous déterminons au préalable la position spatiale continue des extrémités des brins dans un repère cartésien, de préférence adapté à la géométrie de l'antenne. Autrement dit, nous positionnons par exemple l'antenne horizontalement et alignons tous ses brins parallèles dans la direction (Ox) (Fig. 3.17).

Puis, après avoir repéré le point de fixation correspondant également au centre de rotation, nous multiplions ces coordonnées par des matrices euclidiennes de rotation 3D pour positionner l'antenne conformément à l'expérimentation. Enfin, la dernière opération consiste à convertir les coordonnées continues en coordonnées discrètes en fonction du pas spatial choisi et à déterminer les

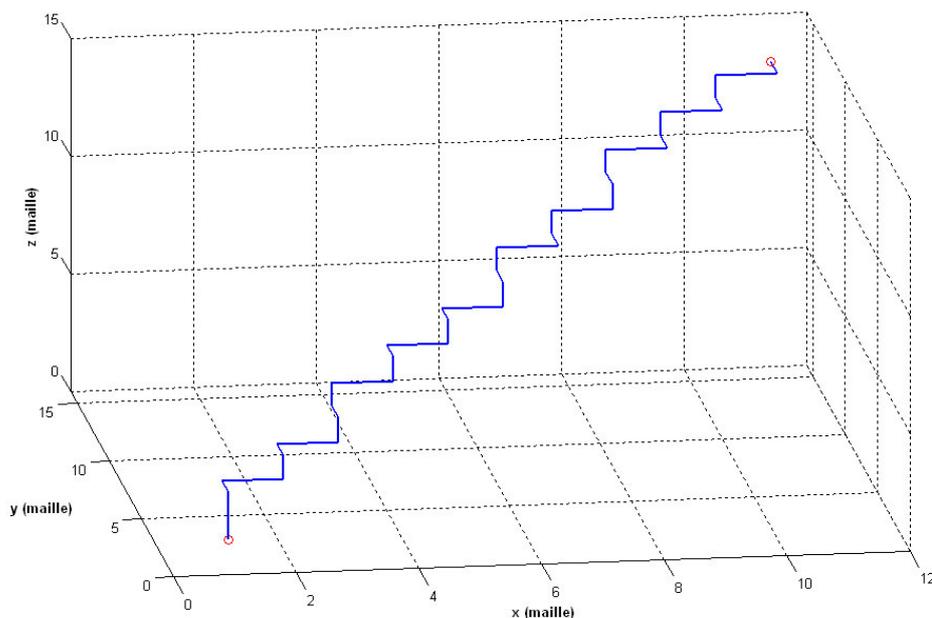


FIG. 3.16: Illustration d'un linel 6-connexe.

linels correspondants grâce à la définition de la droite discrète 3D explicitée par l'inégalité (Eq. 3.1) ou grâce à l'algorithme de Bresenham 3D (Fig. 3.18).

3.4.2 Maillage d'une antenne cornet

La technique pour obtenir le maillage d'une antenne cornet s'apparente fortement à celle utilisée pour obtenir le brasseur de modes.

En effet, si nous assimilons l'ouverture du cornet à un assemblage de quatre plaques métalliques de formes trapézoïdales (Fig. 3.19.a), les étapes d'initialisation, de facettisation et de rotation restent inchangées. Donc, seule l'étape de découpe varie légèrement puisque la forme à découper est différente. Cependant, un trapèze est par définition une forme géométrique connexe par arcs, donc les techniques de découpe définies précédemment restent également valables pour cette configuration. Enfin, toujours suivant le même procédé, nous obtenons le maillage parallélépipédique du guide d'ondes et son rattachement à l'ouverture du cornet ne pose aucune difficulté supplémentaire (Fig. 3.19.b).

3.4.3 Maillage d'une antenne parabolique

L'obtention du maillage d'une antenne parabolique est a priori beaucoup plus complexe que les deux exemples traités précédemment. Cependant, nous allons

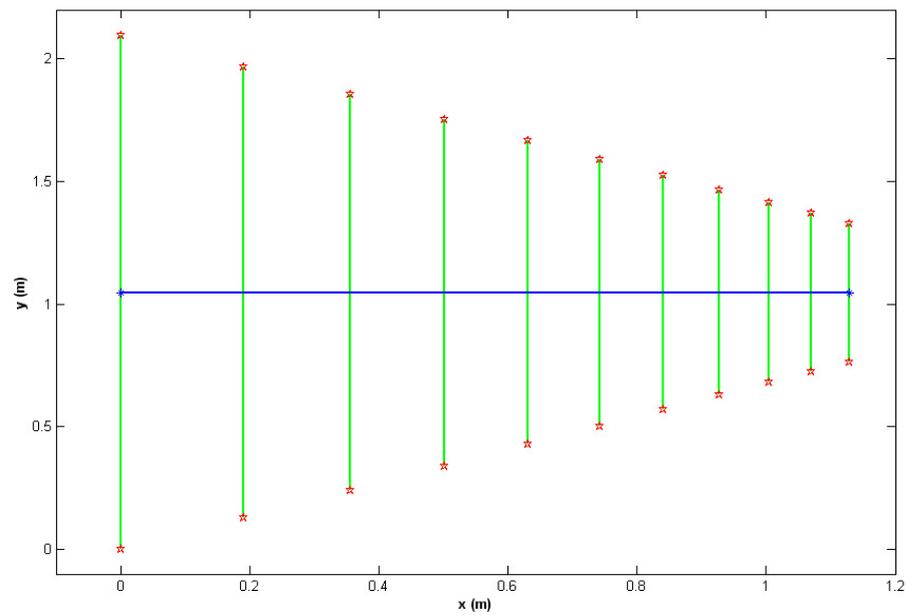


FIG. 3.17: Antenne log-périodique dans un plan bidimensionnel continu.

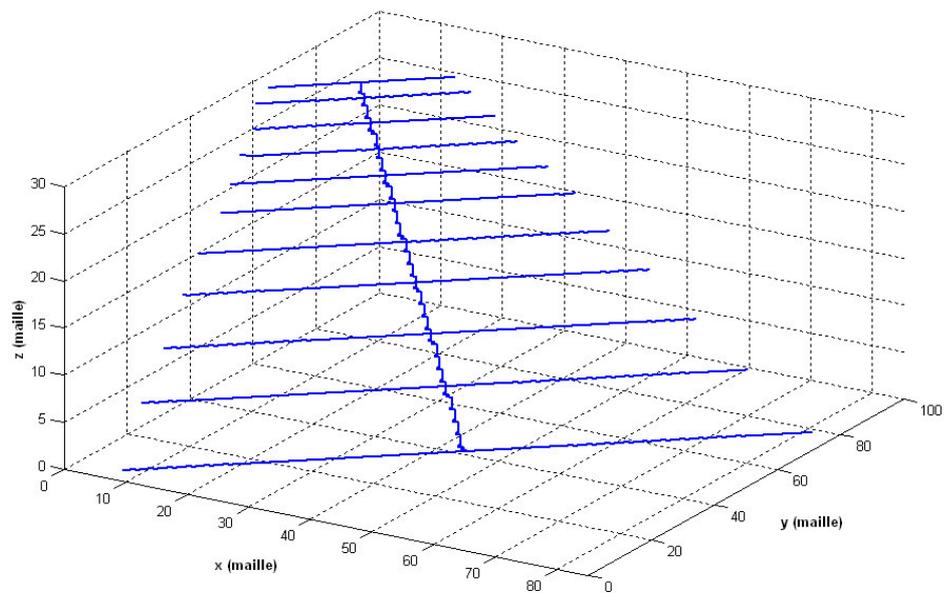
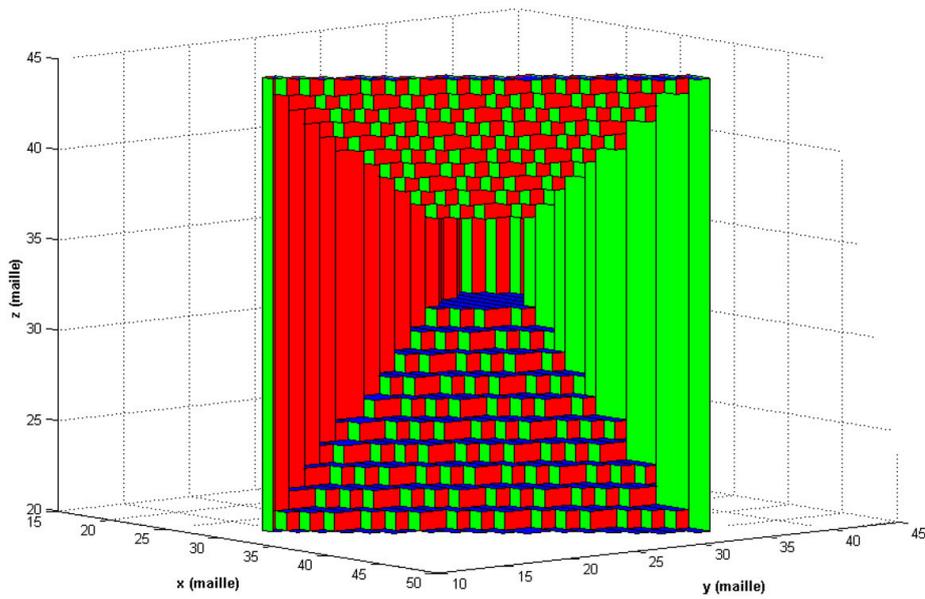
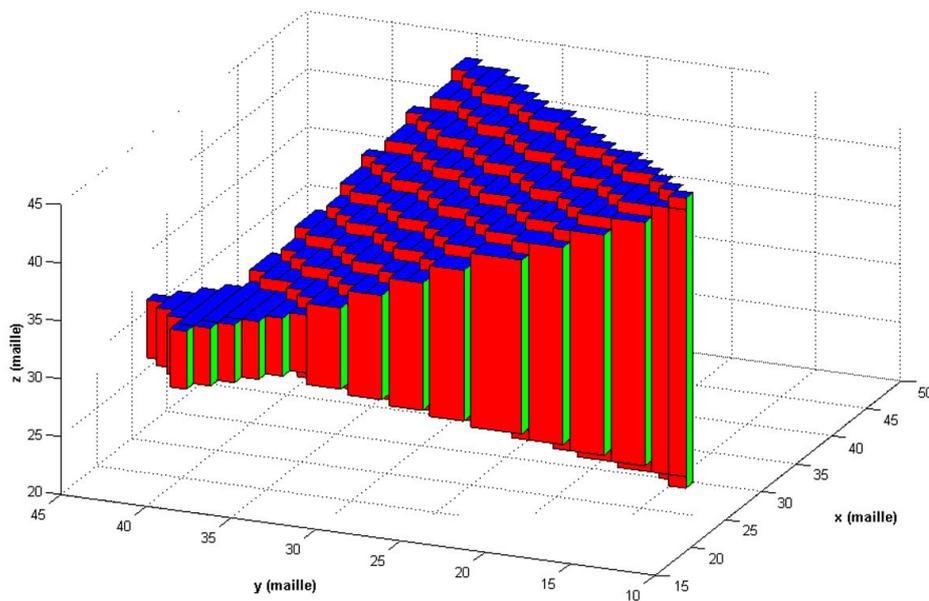


FIG. 3.18: Maillage discret d'une antenne log-périodique.



(a) Ouverture du cornet.



(b) Raccordement du cornet avec le guide d'ondes.

FIG. 3.19: Maillage discret d'une antenne cornet.

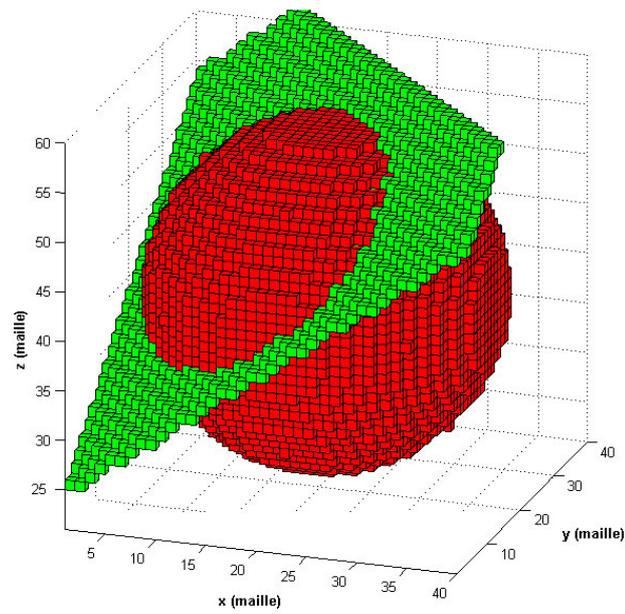


FIG. 3.20: Découpage de la sphère \mathcal{S} par le plan \mathcal{P} .

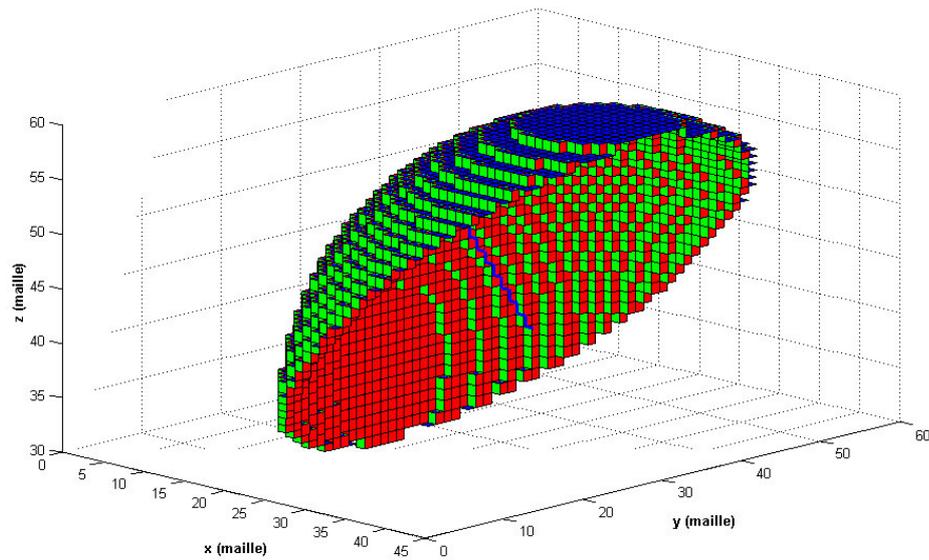


FIG. 3.21: Maillage discret d'une antenne parabolique.

proposer une approche permettant d'en obtenir une première représentation rapide et foncièrement correcte.

Pour ce faire, nous déterminons analytiquement la sphère \mathfrak{S} de centre C_s et de rayon r_s qui contient au mieux la géométrie de l'antenne parabolique de centre C_p , et nous mesurons la hauteur h_p de cette dernière. Puis nous déterminons les voxels de la sphère discrète $\mathfrak{S}(C_s, r_s)$ et ceux du plan \mathfrak{P} normal à $\overrightarrow{C_p C_s}$ et situé à la cote h_p sur $[C_p C_s]$ à partir de C_p . Cette opération nous permet d'obtenir la géométrie «voxellisée» de l'antenne en partitionnant la sphère \mathfrak{S} à l'aide du plan \mathfrak{P} et en ne conservant que le demi-espace qui contient le point C_p (Fig. 3.20).

Ensuite, cette portion de sphère doit être facettisée. Pour cela, sachant qu'une sphère discrète n'a jamais de trou 6-connexe, il nous suffit de récupérer l'intégralité des sommets des voxels formant l'enveloppe externe de la parabole afin de reformer tous les surfels possibles. Et ainsi, nous pouvons obtenir un maillage géométrique sans trou d'une antenne parabolique d'orientation $\overrightarrow{C_p C_s}$ et de hauteur h_p quelconque (Fig. 3.21). De plus, notons qu'il est toujours possible de rajouter une structure filaire à l'aide de linels 6-connexes comme nous l'avons décrit précédemment (cf section 3.4.1).

Dans ce chapitre, nous avons appliqué certaines avancées récentes de la géométrie discrète à l'obtention rigoureuse et automatique des maillages de différents équipements d'une CRBM, destinés à un code FDTD. Bien qu'un certain nombre de procédures puisse être amélioré de façon conséquente (notamment les étapes de découpe et de facettisation), ces méthodes permettent cependant de mailler de façon simple, robuste et rapide certaines structures déjà relativement complexes sans pour autant faire appel à des logiciels commerciaux, mais aussi d'intégrer directement leurs maillages dans les fichiers d'entrée des simulations numériques.

De plus, tous les maillages obtenus peuvent être affinés soit en discrétisant l'espace avec des mailles plus fines, soit en décomposant la structure en davantage de modèles géométriques simples. Sachant que la géométrie discrète est très utilisée en imagerie tridimensionnelle et que ces nouveaux domaines sont en plein essor, ce «catalogue» de modèles va sans aucun doute s'enrichir très rapidement et permettre l'obtention de maillages de structures encore plus complexes ; cette évolution est aujourd'hui indispensable pour que cet outil mathématique soit également en mesure de mailler n'importe quel équipement sous test.

Chapitre 4

Modélisation du comportement intrinsèque de la CRBM

Simuler numériquement le comportement d'une CRBM nécessite l'utilisation d'un modèle permettant de considérer l'ensemble des caractéristiques électriques et géométriques de ce moyen d'essai et d'intégrer n'importe quel équipement sous test.

Une modélisation correcte doit nous permettre une prise en compte des propriétés physiques des différents milieux et matériaux présents dans la cavité. Pour les milieux tout d'abord, elle doit être capable de respecter leurs propriétés diélectriques telles que la permittivité, la perméabilité, la conductivité ou une éventuelle anisotropie. Puis pour les matériaux, outre leurs caractéristiques physiques, elle doit également respecter leur géométrie (positionnement, dimensions, épaisseurs...). La méthode FDTD répond de manière satisfaisante à l'ensemble de ces contraintes [65,75].

Dans le chapitre précédent, nous avons déjà décrit une méthode (la géométrie discrète) permettant d'obtenir rigoureusement les maillages géométriques des divers équipements de la CRBM, tels que le brasseur de modes ou quelques modèles d'antennes dans une grille parallélépipédique tridimensionnelle. Pour les configurations géométriques spécifiques dont les dimensions sont inférieures à celles de la maille élémentaire, il existe en FDTD de nombreux formalismes adaptés à ce type de problèmes : citons par exemple les formalismes de fentes minces [29] ou de fils minces (cf annexe C). Ainsi dorénavant, nous sommes en mesure de modéliser numériquement l'intégralité des caractéristiques géométriques de la CRBM et de ses équipements.

À présent, après le caractère géométrique, nous devons modéliser numériquement le comportement intrinsèque de la CRBM, c'est-à-dire être capable d'intégrer dans les simulations les pertes réelles de la cavité. De plus, dans l'optique d'un recalage entre les résultats expérimentaux et numériques, la connaissance

de la puissance injectée numériquement est indispensable. Ces deux aspects essentiels feront l'objet de ce chapitre.

4.1 Prise en compte du facteur de qualité Q de la CRBM

Le but de cette section est l'intégration des pertes réelles d'une CRBM. L'approche la plus naturelle consisterait à imposer une conductivité finie sur les parois et les pales du brasseur afin de dissiper l'énergie par effet Joule. Malheureusement, il est difficile de quantifier ce paramètre. En effet, en réalité, la conductivité n'est pas obligatoirement répartie de façon homogène sur les plaques métalliques en raison de la nature même du matériau et de la présence de joints. De plus, F. Moglie [51] a mis en évidence qu'une faible perturbation de la conductivité pouvait occasionner de fortes variations sur les résultats numériques. Enfin, du fait des nombreux recouplages subis par l'antenne d'émission, cette technique oblige nécessairement une représentation exacte de la source d'excitation (type, position, orientation...) afin d'obtenir des facteurs d'efficacité d'antennes similaires entre les mesures numériques et expérimentales. Sans le respect de cette condition, tout recalage en puissance serait a priori vain.

Afin de nous affranchir de toutes ces contraintes, notre choix s'est porté sur une technique qui permet d'intégrer dans les simulations numériques le facteur de qualité Q réel de la CRBM d'étude. Son principe est basé sur la déduction d'une fenêtre temporelle particulière que nous appliquerons ensuite au signal issu d'une modélisation d'une CRBM sans perte. Des mesures expérimentales de Q alimenteront notre modèle qui tiendra ainsi compte des pertes véritables et intégrales de la CRBM.

Cette méthode présente donc un certain nombre d'avantages. Premièrement, il s'agit d'un post-traitement de résultats numériques sans perte : ainsi, un simple changement du facteur de qualité ne nécessite pas de relancer les simulations. Deuxièmement, cette technique permet de modéliser tous les types de pertes (parois, câbles, antennes...) avec un unique paramètre, le facteur de qualité. Notons bien que dans ce cas, la modélisation exacte de l'antenne d'émission n'est plus obligatoire car les informations qui lui sont relatives (i.e. la quantité Q_{antennes} exprimée par l'équation (Eq. 1.25) sont contenues dans la valeur du facteur de qualité mesuré expérimentalement.

Essentiellement pour ces deux raisons, cette technique est beaucoup plus avantageuse que les méthodes consistant à inclure les pertes à l'aide d'une conductivité sur toutes les parois métalliques.

4.1.1 Principe

Dans cette section, nous allons expliquer en détail le filtre spécifique grâce auquel nous insérerons les pertes réelles de la CRBM dans la simulation [56]. L'idée de cette méthode est basée sur une analogie entre une cage de Faraday et un circuit oscillant RLC : effectivement, une cavité est un système oscillant qui stocke alternativement de l'énergie sous forme magnétique et électrique. Le principe consiste à déterminer la fenêtre temporelle qui, appliqué au signal calculé par les simulations FDTD sans perte, traduirait la réponse réelle de la CRBM en fréquence.

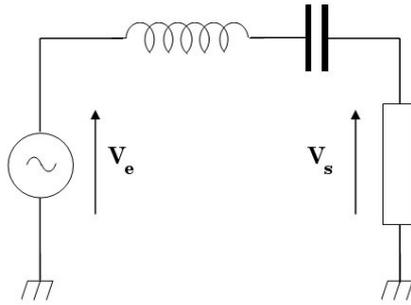


FIG. 4.1: *Circuit RLC.*

À un tel circuit (Fig. 4.1) correspond la fonction de transfert suivante :

$$H_Q(f) = \frac{1}{1 + i \cdot Q \cdot \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right)} \quad (4.1)$$

où f_0 et Q représentent respectivement la fréquence de résonance et le facteur de qualité. Ce dernier s'exprime directement à l'aide de l'inductance L de la bobine et de la résistance R de la charge ohmique :

$$Q = \frac{2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot L}{R} \quad (4.2)$$

Pour une CRBM caractérisée par un facteur de qualité $Q(f_0)$, le pic de résonance centré sur la fréquence f_0 sera donc décrit par le module de la fonction de transfert H_Q , soit approximativement une lorentzienne. C'est ce que nous nous attacherons à démontrer par la suite.

Rappel : la fonction lorentzienne \mathfrak{L} de largeur à mi-hauteur σ et centrée sur l'abscisse x_0 correspond au résultat d'une transformation de Fourier d'une exponentielle décroissante caractérisée par une constante de temps égale à $\frac{1}{\pi \cdot \sigma}$.

$$\mathfrak{L}(x) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\frac{\sigma}{2}}{(x - x_0)^2 + \left(\frac{\sigma}{2}\right)^2} \quad (4.3)$$

Comme dans toute simulation numérique, le temps d'observation n'est pas infini. Ainsi, la réponse temporelle $\mathbf{U}_s^r(t)$ d'une composante r du champ \mathbf{U} issue de la modélisation d'une CRBM parfaite, est tronquée par une fenêtre rectangulaire $rect_{T_{max}}(t)$ de durée T_{max} . Donc, le signal numérique de sortie $\mathbf{U}^r(t)$ est de la forme ci-dessous :

$$\mathbf{U}^r(t) = rect_{T_{max}}(t) \cdot \mathbf{U}_s^r(t) \quad (4.4)$$

Autrement dit, son expression fréquentielle est la suivante :

$$\mathbf{U}^r(f) = T_{max} \cdot sinc(T_{max} \cdot f) \cdot exp(-i \cdot \pi \cdot T_{max} \cdot f) * \mathbf{U}_s^r(f) \quad (4.5)$$

À présent, considérons uniquement une composante sinusoïdale de $\mathbf{U}^r(t)$ à une fréquence f_0 correspondant à une fréquence de résonance de la cavité. Nous nous trouvons alors soit dans le cas d'une cavité idéale avec $\mathbf{U}_s^r(f) = \delta(f - f_0)$, soit dans le cas d'une chambre réverbérante avec pertes où $\mathbf{U}_s^r(f) = H_Q(f)$.

Ainsi, l'idée de cette méthode est d'appliquer une fenêtre temporelle $g_Q^r(t)$ symbolisant les pertes à la réponse de la CRBM sans perte. Le but est alors de rechercher dans le domaine fréquentiel l'expression de $g_Q^r(f)$ qui, convoluée avec un Dirac centré en f_0 correspondra à la réponse fréquentielle du circuit RLC de la figure (Fig. 4.1), soit :

$$H_Q(f) = g_Q^r(f) * \delta(f - f_0) \quad (4.6)$$

En reliant les équations (Eq. 4.5) et (Eq. 4.6), nous obtenons alors la nouvelle expression de $\mathbf{U}^r(f)$ en fonction de $g_Q^r(f)$:

$$\mathbf{U}^r(f) = T_{max} \cdot sinc(T_{max} \cdot f) \cdot exp(-i \cdot \pi \cdot T_{max} \cdot f) * g_Q^r(f) * \delta(f - f_0) \quad (4.7)$$

Cependant, sachant que l'égalité (Eq. 4.1) ne peut s'écrire sous la forme d'un décalage fréquentiel par rapport à f_0 , la fonction H_Q ne peut pas mathématiquement s'écrire comme le résultat exact d'un produit de convolution. Ainsi, nous considérerons uniquement l'enveloppe de H_Q , obtenue en négligeant son contenu hautes fréquences. Donc désormais, si nous effectuons un développement limité de H_Q au voisinage de f_0 (Eq. 4.8), il devient relativement aisé de faire apparaître un produit de convolution en posant $Q' = \frac{Q}{f_0}$ (Eq. 4.9).

$$H_Q(f) \approx \frac{1}{1 + 2 \cdot i \cdot Q \cdot \left(\frac{f-f_0}{f_0}\right)} \quad (4.8)$$

$$\frac{1}{1 + 2 \cdot i \cdot Q' \cdot (f - f_0)} = \frac{1}{1 + 2 \cdot i \cdot Q' \cdot f} * \delta(f - f_0) \quad (4.9)$$

Ainsi, par identification puis suite à une transformée de Fourier inverse, nous obtenons respectivement les expressions de g_Q^r dans les domaines fréquentiel et temporel :

$$g_Q^r(f) \approx \frac{1}{1 + 2.i.Q'.f} \quad (4.10)$$

$$g_Q^r(t) \approx \frac{\pi.f_0}{Q}.exp\left(-\frac{\pi.f_0.t}{Q}\right) \quad (4.11)$$

Comme la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne s'assimile à la largeur de bande de la cavité définie par l'équation (Eq. 1.26), ces solutions correspondent exactement aux résultats escomptés puisque que le profil temporel de g_Q^r est identique à celui exprimé dans le rappel. Donc désormais, il nous suffit de multiplier la quantité g_Q^r à l'expression (Eq. 4.4) pour obtenir l'expression finale de toutes les composantes de champ dans le cas d'une cavité non idéale (Fig. 4.2) :

$$\mathbf{U}^r(t) \approx \text{rect}_{T_{max}}(t).g_Q^r(t).\mathbf{U}_s^r(t) \quad (4.12)$$

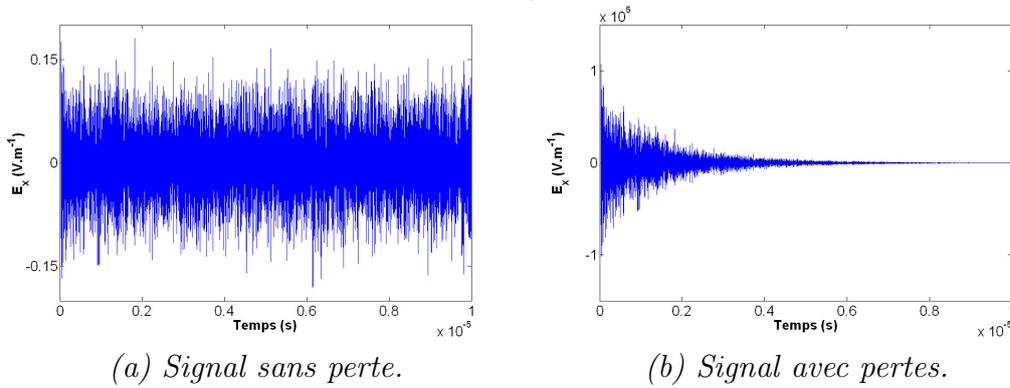


FIG. 4.2: Comparaison d'un signal intégrant ou non les pertes de la cavité.

4.1.2 Discussion

À présent, nous savons comment insérer le facteur de qualité dans la chaîne de simulation. Malheureusement, lors des essais expérimentaux, du fait de la surface de captation de l'antenne de réception, il est matériellement impossible d'obtenir une mesure de puissance en un point précis. Donc, via l'expression (Eq. 1.22), nous déterminerons les valeurs de Q à transmettre au calcul numérique à partir d'une population de mesures. Ces dernières sont effectuées au sein du volume utile en modifiant conjointement la position et l'orientation de l'antenne de réception. Pour l'exemple, nous considérerons une population de mesures composée 16 échantillons de 51 éléments.

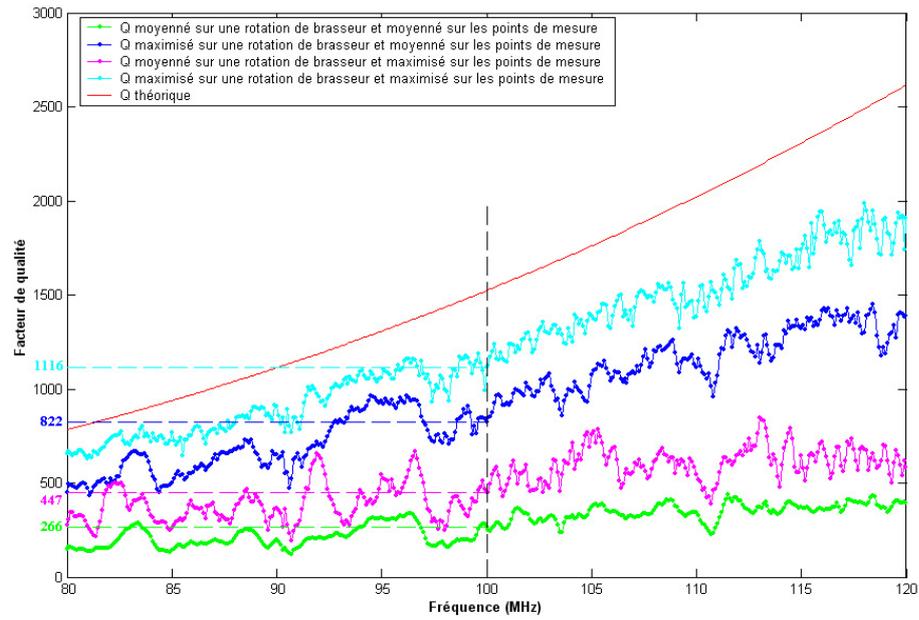


FIG. 4.3: Bilan de 816 mesures du facteur de qualité, soit pour 16 points de mesure et pour 51 pas de brasseur.

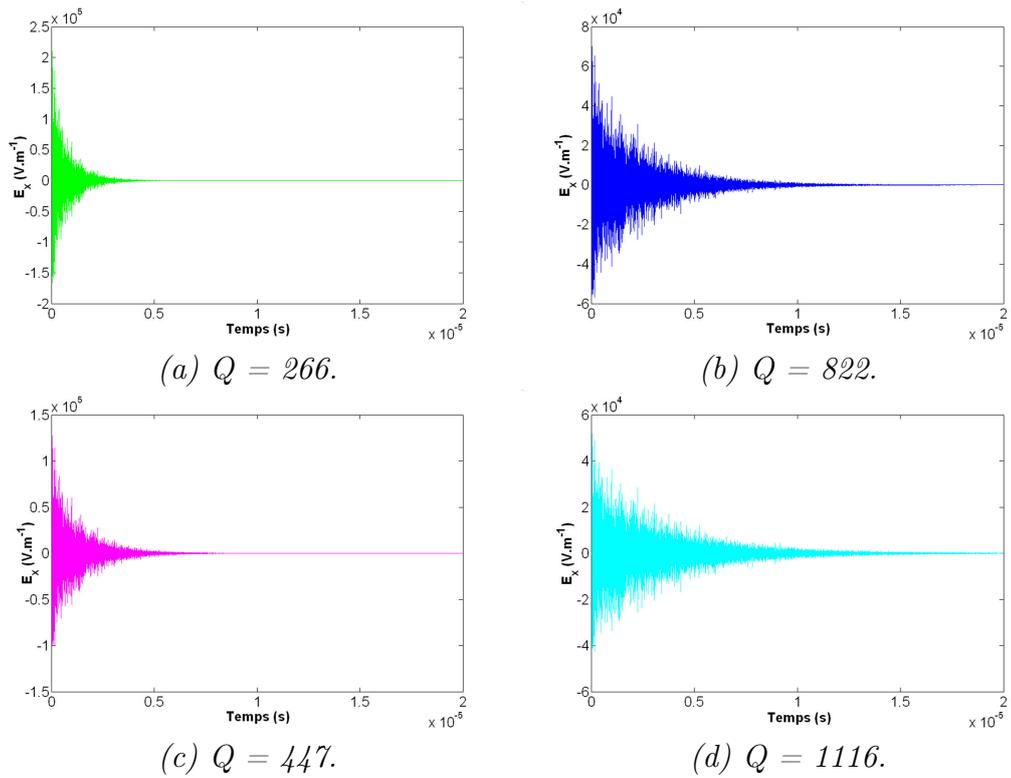


FIG. 4.4: Signal modélisé pour $f = 100$ MHz.

Suivant le post-traitement souhaité et le nombre d'itérations des simulations, nous considérerons pour chacune des fréquences soit la valeur moyenne, soit la valeur maximale sur l'ensemble des points de mesure et sur une révolution complète du brasseur (Fig. 4.3). Pour illustrer l'impact de ce choix, nous appliquerons au signal numérique sans perte de la figure (Fig. 4.2.a) le filtre pour $f = 100$ MHz avec respectivement $Q = 266$, $Q = 447$, $Q = 822$ et $Q = 1116$ (ces valeurs sont directement issues de la figure (Fig. 4.3)). Conformément à la théorie, nous vérifions bien qu'une décroissance du facteur de qualité engendre une atténuation plus rapide du signal (Fig. 4.4).

De plus, remarquons que dans la gamme [80 MHz ; 120 MHz] correspondant aux fréquences basses d'utilisation de la CRBM du LASMEA, les valeurs de la quantité Q sont très disparates suivant la fréquence et la position angulaire du brasseur de modes (Fig. 4.5) ; les échantillons de mesure doivent donc être suffisamment importants pour garantir un facteur de qualité réellement significatif.

4.2 Prise en compte de la largeur de bande de la CRBM

Lors du passage dans le domaine fréquentiel, la présence de la fenêtre rectangulaire $rect_{T_{max}}(t)$ provoque une opération de convolution entre la réponse de la cavité et un sinus cardinal (Eq. 4.5). Dans cette section, nous allons montrer comment cette propriété peut être utilisée afin d'insérer dans les simulations numériques la largeur de bande réelle de la CRBM.

4.2.1 Principe

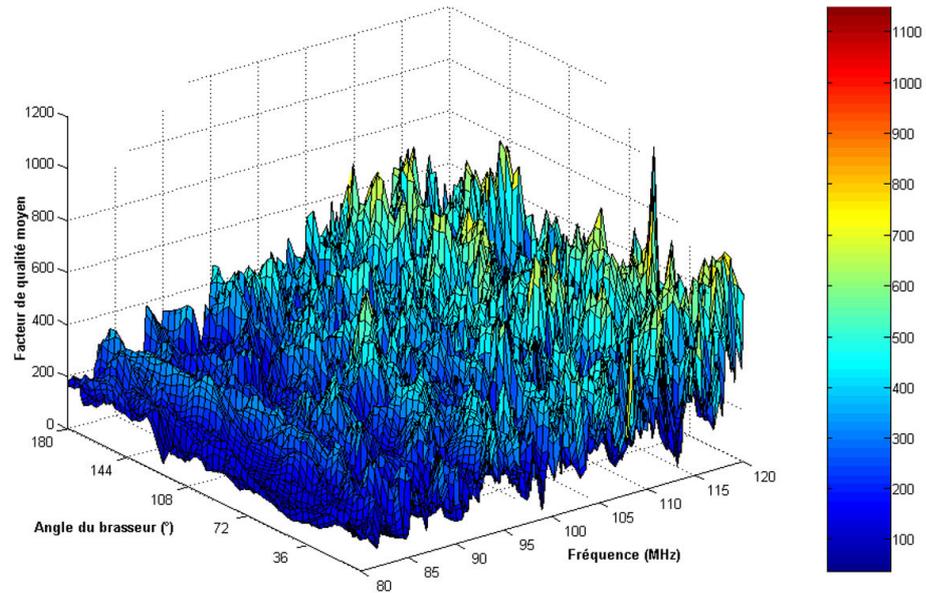
Par définition, le facteur de qualité Q peut s'exprimer de la façon suivante :

$$Q(f) = \frac{f}{\Delta f_{-3dB}} \quad (4.13)$$

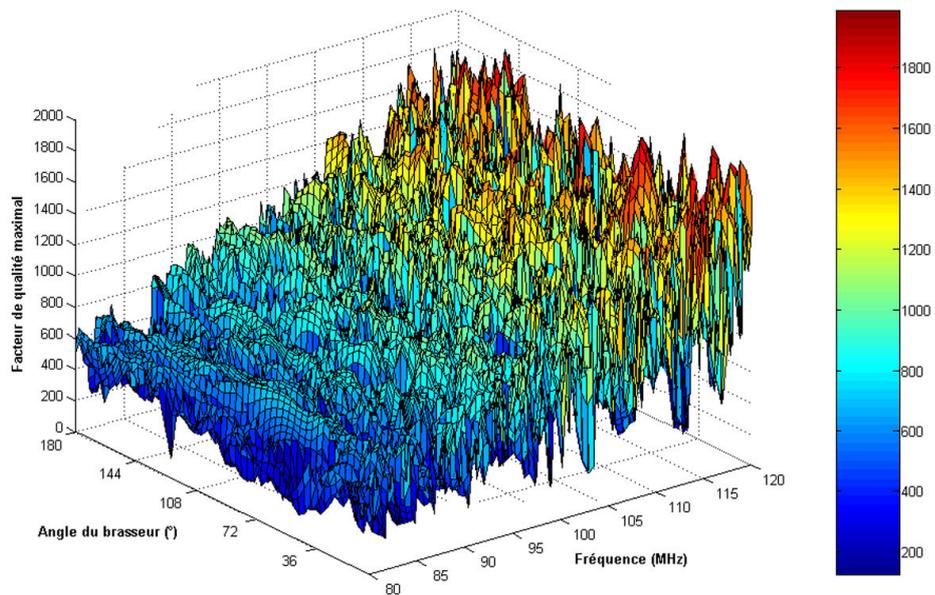
où Δf_{-3dB} représente la largeur de bande.

Pour chaque fréquence f , les mesures expérimentales imposent aux simulations numériques la valeur du facteur de qualité à utiliser. Ainsi, dans l'expression (Eq. 4.13), la largeur de bande est a priori fixée et ce, aussi bien dans le domaine expérimental que numérique.

Malheureusement, dans le domaine numérique, la durée de la fenêtre rectangulaire peut modifier la valeur de ce paramètre car, lors de la transformée de Fourier, elle influe sur l'élargissement du sinus cardinal associé. Afin d'éviter ce désagrément, il nous faut donc adapter convenablement le nombre d'itérations des simulations numériques.



(a) Moyenné sur l'ensemble des positions de sonde.



(b) Maximisé sur l'ensemble des positions de sonde.

FIG. 4.5: Représentation du facteur de qualité issu des seize mesures en fonction de la fréquence et de l'angle du brasneur.

Pour ce faire, revenons à la définition de la largeur de bande. La quantité Δf_{-3dB} s'assimile à l'intervalle de fréquences centré en f dont les ordonnées sont supérieures à la mi-hauteur du module du spectre [34]. Autrement dit :

$$\left| \text{sinc} \left(\frac{T_{max} \cdot \Delta f_{-3dB}}{2} \right) \right| = \frac{1}{2} \quad (4.14)$$

Il en résulte immédiatement :

$$\left(\frac{T_{max} \cdot \Delta f_{-3dB}}{2} \right) = 0,60335 \quad (4.15)$$

ou encore :

$$\Delta f_{-3dB} = \frac{1,207}{N \cdot dt} \quad (4.16)$$

4.2.2 Discussion

L'équation (Eq. 4.16) nous permet ainsi de déterminer le nombre d'itérations N nécessaire dès le début des simulations afin d'avoir la meilleure adéquation possible entre l'expérimental et le numérique.

Pour ce faire, afin de respecter simultanément les valeurs expérimentales du facteur de qualité et de la largeur de bande, nous devons adapter lors du passage dans le domaine fréquentiel et ce, pour chaque fréquence, le nombre idéal d'itérations N_{id} :

$$N_{id} = \frac{1,207 \cdot Q}{f \cdot dt} \quad (4.17)$$

Ainsi, nous pouvons déterminer au préalable le nombre d'itérations minimal N_{min} nécessaire au lancement de la simulation en effectuant une simple recherche du maximum du ratio $\frac{Q}{f}$. Afin d'illustrer nos propos, déterminons le nombre d'itérations idéal N_{id} en fonction de la fréquence, et ce pour les valeurs moyennes et maximales du facteur de qualité correspondant à la figure (Fig. 4.3). Dans ce cas précis, pour que l'analogie expérimentation/simulation soit parfaite d'un point de vue théorique sur la gamme de fréquences considérée, nous devons alors fixer la quantité N_{min} respectivement à 29549, 56599, 92818 et 126949 itérations (Fig. 4.6). Notons que la quantité Q_{th} est la valeur du facteur de qualité déterminée à l'aide de l'équation (Eq. 1.23).

Remarquons que si pour chaque fréquence, nous prenons un nombre d'itérations N différent de N_{id} , ceci revient à considérer une cavité de mêmes dimensions que la CRBM d'étude, mais fabriquée avec des matériaux de conductivités différentes. Donc, cette réflexion nous oblige à travailler uniquement avec les valeurs N_{id} afin de respecter la modélisation d'une CRBM donnée, caractérisée par un ensemble de valeurs expérimentales qui lui est propre.

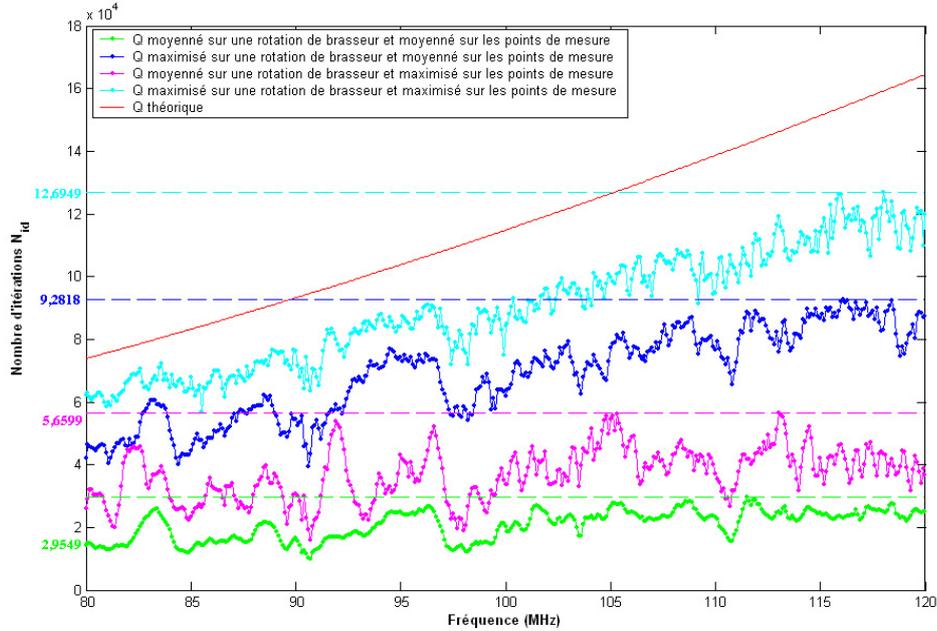


FIG. 4.6: Nombre d'itérations N_{id} en fonction de la fréquence.

Le principal problème inhérent à cette méthodologie réside dans le fait que le facteur de qualité Q croît généralement très rapidement avec la fréquence, ce qui par conséquent se traduit par une augmentation continue du nombre d'itérations N_{min} . Cette contrainte est d'autant plus forte que lorsque nous considérons des fréquences plus élevées, l'utilisation d'une discrétisation spatiale plus fine devient nécessaire pour ne pas dépasser le seuil de la fréquence maximale supportée par le maillage et que d'après le critère C.F.L. défini par l'inégalité (Eq. 2.12), ce raffinement spatial provoque à son tour une diminution inévitable du pas temporel.

Pour tenter de pallier cet inconvénient, une solution consisterait peut-être à utiliser des méthodes dites «prévisionnelles» : leur principe consiste simplement à essayer d'anticiper le comportement futur du champ à partir d'un simple échantillon du signal. Autrement dit, ceci revient tout d'abord à élaborer un modèle initialement inconnu, puis à déterminer ces paramètres caractéristiques. À titre purement illustratif, supposons que nous connaissons 65000 itérations temporelles d'un signal et que nous voulons le prolonger automatiquement jusqu'à la 125000^{ème} itération.

La première tentative se base sur une modélisation du signal temporel sans perte via une somme d'exponentielles complexes. Cette méthode s'appelle communément «Matrix Pencil Method» [59]. La modélisation du signal contenant l'information est tout à fait correcte comme l'illustre la figure (Fig. 4.7.a). Mais

malheureusement, dans notre cas, cette technique diverge fortement dans la zone de prédiction (Fig. 4.7.b) : effectivement, les fortes oscillations du signal «connu» sont assimilées à du bruit.

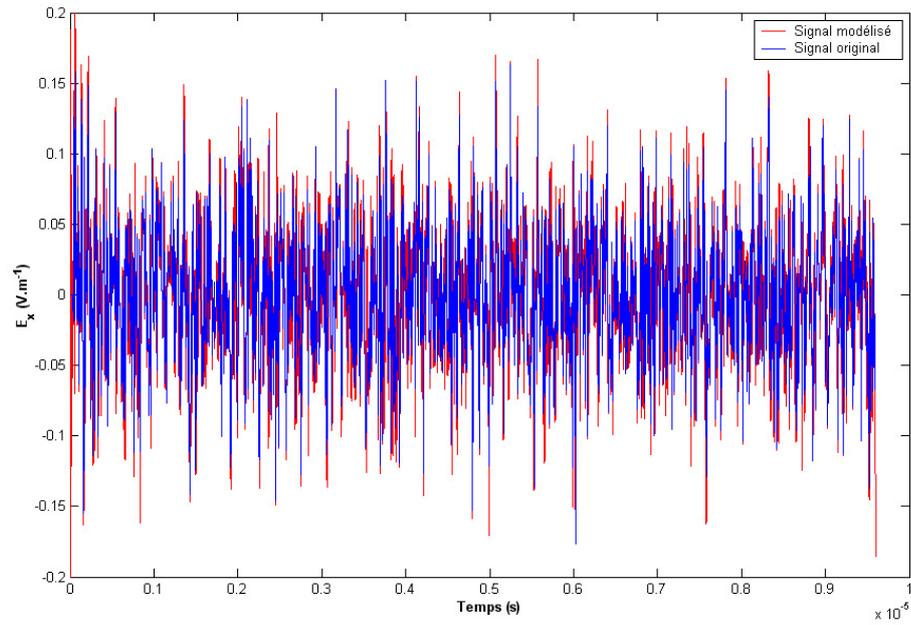
La seconde tentative repose sur une méthode de prédiction linéaire (LPC : Linear Predictive Coding) généralement utilisée dans la conception de filtres ou le codage de la parole [37]. Elle consiste à déterminer tout d'abord les coefficients a_k d'un filtre FIR (Finite Impulse Response) d'ordre p en minimisant l'erreur de prédiction au sens des moindres carrés. Puis, elle désigne la valeur «prédite» suivant le modèle ci-dessous :

$$x(n.dt) = - \sum_{k=1}^p a_k \cdot x((n-k).dt) \quad (4.18)$$

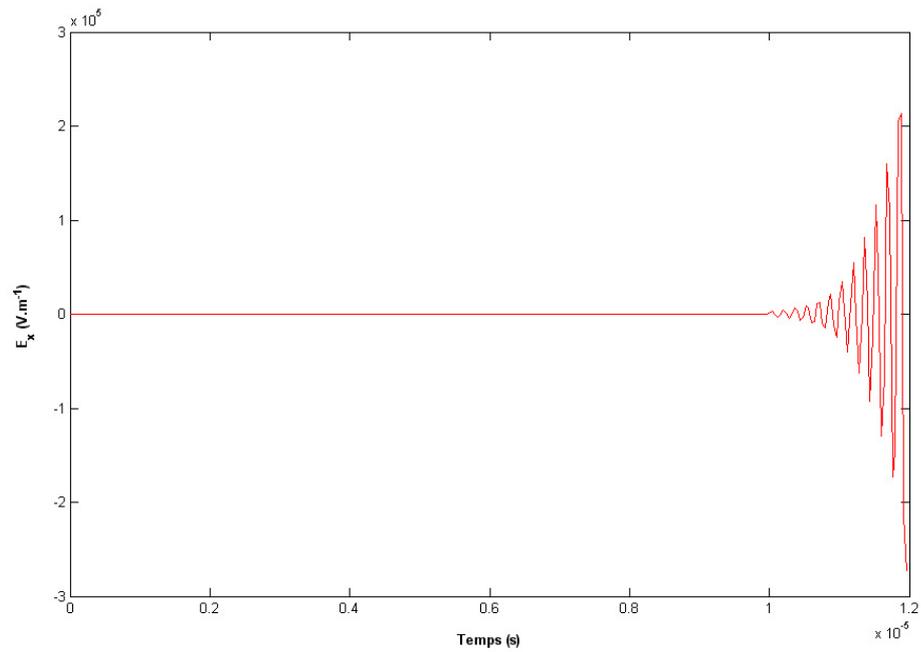
Malheureusement, si nous ne considérons pas la quasi-totalité du signal «connu» lors de l'initialisation de p , les fortes oscillations et l'absence de périodes provoquent une atténuation démesurée du signal «prédit» (Fig. 4.8.a). Au contraire, si p est en rapport avec l'intégralité du signal «connu», le résultat semble correct même si l'amplitude peut paraître légèrement faible (Fig. 4.8.b). Cependant, si nous appliquons rigoureusement la méthode LPC, un ajustement de la fenêtre du filtre est obligatoire entre chaque prédiction et nécessite une redétermination des coefficients a_k . Vu le temps de calcul de cette opération, cette technique de prédiction n'a alors plus aucun intérêt car elle devient plus coûteuse qu'un calcul direct.

Dans cette catégorie des méthodes prévisionnelles, il resterait également à tester les modèles paramétriques de type ARMA (Auto Regressive Moving Average) [12]. Mais a priori, la détermination difficile du nombre de pôles, les temps de calcul importants pour déterminer les coefficients des filtres et l'estimation de la fiabilité du modèle sont autant de contraintes qui sous-entendent l'inaptitude de cette technique à donner un modèle satisfaisant pour notre cas précis.

En guise de bilan, nous pouvons donc dire que dans le cadre de notre étude, les méthodes prévisionnelles classiques n'autorisent en aucun cas une prolongation automatique des signaux numériques. Autrement dit, tous nos calculs temporels devront obligatoirement s'effectuer de manière intégrale. Ainsi, une réduction des temps de calcul ne peut a priori être envisagée qu'à l'aide d'une répartition judicieuse sur plusieurs calculateurs : c'est le principe élémentaire d'une grappe de calcul. Si nous souhaitons que chaque simulation utilise simultanément plusieurs processeurs, cette technique nécessite au préalable une parallélisation du code de calcul. Même si la transformation d'un programme séquentiel en un programme parallèle exige généralement une refonte complète du code source, cet investissement (qui ne s'effectue bien entendu qu'une seule fois!) nous paraît la solution la plus adaptée pour pouvoir accéder à des fréquences de l'ordre du giga-hertz.

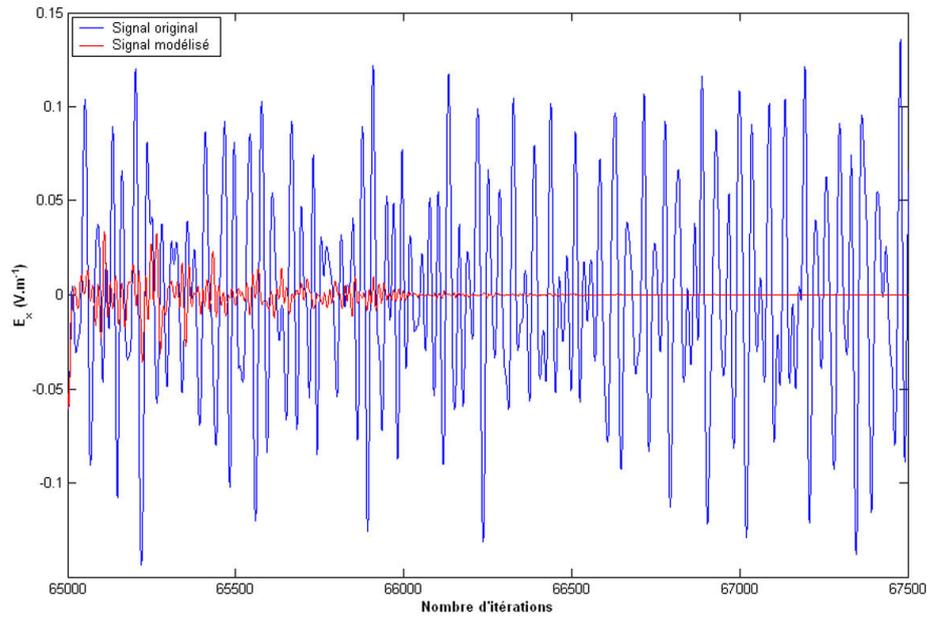


(a) Zone «connue».

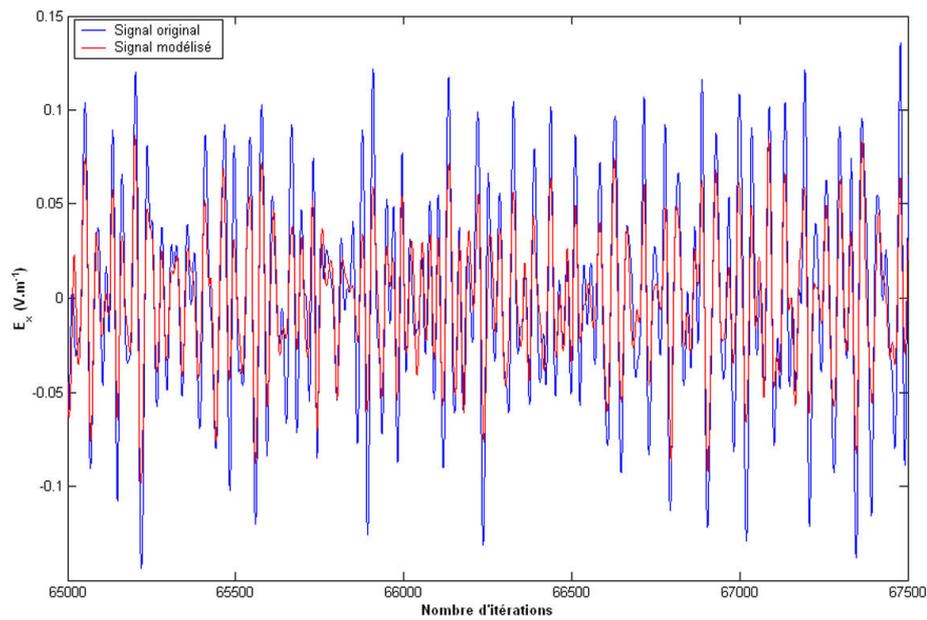


(b) Zone «prédite».

FIG. 4.7: Illustration de l'application de la Matrix Pencil Method.



(a) $p = 1000$.



(b) $p = 65000$.

FIG. 4.8: Illustration de l'application de la méthode LPC.

4.3 Recalage en puissance

Maintenant que nous sommes en mesure d'insérer les pertes réelles de la CRBM, notre but est désormais d'ajuster les caractéristiques de la source numérique pour établir par la suite une correspondance directe entre les amplitudes des signaux numériques et expérimentaux.

Comme nous l'avons déjà partiellement évoqué lors de la section 4.1, notre méthode d'intégration des pertes ne soumet pas les sources numériques d'excitation à une représentation exacte des antennes excitatrices utilisées lors des expérimentations. Cette démarche n'est a priori pas préjudiciable car statistiquement **sur une rotation complète du brasseur de modes**, les mesures expérimentales ne sont influencées ni par la position, ni par l'orientation, ni par le type de l'antenne d'émission sauf bien entendu pour des configurations expérimentales saugrenues (couplage direct avec un point de mesure ou antenne d'émission placée dans le volume utile). Entre deux manipulations, l'unique condition à satisfaire concernant l'excitation pour garantir l'invariance des résultats de mesure est alors le respect du critère d'iso-puissance rayonnée, c'est-à-dire une conservation de la puissance totale rayonnée par l'antenne d'émission.

Physiquement, l'antenne d'émission est caractérisée essentiellement à l'aide de deux paramètres : le coefficient d'adaptation m et le facteur d'efficacité de rayonnement η . La variable m traduit les variations de l'impédance d'entrée de l'antenne. Quant à la quantité η , elle est équivalente au produit de η_{ant} et de η_{env} où :

- η_{ant} : s'interprète comme le pourcentage de la puissance injectée au pied de l'antenne réellement transmis à l'espace environnant dans une configuration d'espace libre (par exemple, $\eta_{ant} = 0,75$ pour une antenne log-périodique) ; autrement dit, ce facteur permet d'évaluer les pertes de puissance uniquement liées aux caractéristiques matérielles de l'antenne.
- η_{env} : intègre de manière complémentaire les interactions de l'environnement de mesure sur l'antenne et ce, toujours sous la forme d'un pourcentage. Ce paramètre retranscrit simplement la puissance réfléchie qui est directement liée à la quantité d'énergie absorbée par l'antenne d'émission suite aux différents recouplages qu'elle subit.

Au final, le produit de m et de η permet donc de relier directement les puissances rayonnée P_{ray} et injectée P_{inj} de la manière suivante :

$$P_{ray} = m \cdot \eta \cdot P_{inj} \quad (4.19)$$

D'après les équations théoriques (Eq. 1.23) et (Eq. 1.25), l'expression du facteur de qualité mesuré dans la CRBM tient compte des valeurs expérimentales de m et de η . Vu que nous intégrons directement ce facteur de qualité réel lors de l'insertion des pertes dans le post-traitement de nos simulations,

il nous suffit donc a priori d'un point de vue numérique de faire coïncider les valeurs de puissance injectée pour respecter le critère d'iso-puissance rayonnée. Pour ce faire, et afin de faciliter le recalage entre les données expérimentales et numériques, nous effectuerons donc dans les deux cas une normalisation de la puissance injectée à un watt.

4.3.1 Détermination de la puissance numériquement injectée

D'un point de vue numérique, nous considérons que la puissance réellement injectée dans la CRBM P_{inj} s'assimile directement à la puissance totale rayonnée P_{ray} par la source d'excitation dans une configuration d'espace libre. De plus, sachant que l'intégralité des pertes sera prise en compte ultérieurement lors de l'insertion du facteur de qualité, le calcul sera effectué sans inclure la moindre perte.

Cependant, ce raisonnement implique que le paramètre η_{env} de la source numérique soit toujours proche de 1 : en effet, son efficacité de rayonnement au sein de la CRBM doit être uniquement conditionnée par la quantité $Q_{antennes}$, qui sera intégrée via le facteur de qualité général Q défini par l'équation (Eq. 1.22). A contrario, aucune restriction concernant d'éventuels couplages directs avec les points de sortie n'est nécessaire : sachant que les simulations numériques utilisent un signal impulsionnel, il suffira par la suite de ne considérer que la partie stationnaire de la réponse.

Pour estimer cette puissance rayonnée, nous déterminons les composantes électriques et magnétiques de plusieurs points placés uniformément en zone lointaine sur une sphère centrée au barycentre de la source. Puis, en supposant que le diagramme de rayonnement de la source d'excitation est relativement régulier et ce, pour n'importe quelle fréquence, nous pouvons utiliser la formule (Eq. 4.20) pour calculer la puissance totale rayonnée à travers la sphère \mathfrak{S} . Théoriquement, dans la zone dite «de Fraunhofer» (décroissance du champ en $\frac{1}{r}$), le résultat obtenu est formellement indépendant du rayon de \mathfrak{S} .

$$P'_{inj}(f) = P'_{ray}(f) = \frac{1}{2} \oint_{\mathfrak{S}} ((\mathbf{E}(f) \wedge \mathbf{H}(f)) \cdot \mathbf{n}) dS \quad (4.20)$$

Remarque : en FDTD, le calcul en champ lointain revient à calculer les six composantes cartésiennes du champ électromagnétique sur une surface fermée, appelée «surface de Huygens», située en zone proche que nous faisons re-rayonner au loin. De plus, pour se situer avec certitude dans la zone de Fraunhofer, il suffit de déterminer la fréquence minimale utilisée et d'assigner au rayon de la sphère la valeur de la longueur d'onde correspondante multipliée par un facteur dix.

Afin de déterminer les variations du champ normalisé à un watt, nous divisons la valeur du champ par la racine carrée de la puissance injectée P'_{inj} ; ces expressions sont respectivement obtenues à l'aide des équations (Eq. 4.12) et (Eq. 4.20). Cependant, nous remarquons que l'expression de $g_Q^r(t)$ donnée par l'égalité (Eq. 4.11) contient un terme multiplicatif différent de l'unité. Pour être parfaitement homogène, il devient donc impératif de l'intégrer dans la nouvelle expression de la puissance rayonnée par la source :

$$P_{inj}(f) = P_{ray}(f) = \left(\frac{\pi \cdot f}{Q(f)} \right)^2 \cdot P'_{ray}(f) \quad (4.21)$$

4.3.2 Validation à l'aide d'une structure filaire

Dans cette section, nous souhaitons confirmer la validité de l'expression (Eq. 4.20) pour une sphère \mathfrak{S} caractérisée seulement par un nombre fini de points discrets (les ressources informatiques limitées nous imposent cette approximation!). Autrement dit, nous voulons nous assurer que la taille relativement importante des éléments de surface dS n'influence pas de manière significative le résultat de l'intégration des densités locales de puissance.

Pour ce faire, nous allons traiter le cas d'une structure filaire sans perte (cf annexe C) car il s'agit d'un des rares modèles numériques d'excitation capable de nous fournir rapidement un élément de référence. En effet, pour cette configuration, le fil vis-à-vis du générateur qui l'alimente présente un comportement purement résistif de valeur R_{ray_ref} . Cette résistance de rayonnement modélise la résistance linéique de la longueur totale du fil qui permettra de dissiper la puissance P'_{ray_ref} . Nous obtenons alors le schéma équivalent représenté sur la figure (Fig. 4.9).

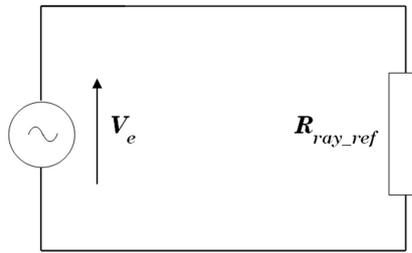


FIG. 4.9: Schéma équivalent pour la détermination du rayonnement d'un fil sans perte.

Nous en déduisons alors les égalités suivantes :

$$\begin{cases} P'_{ray_ref}(f) = \frac{1}{2} \cdot R_{ray_ref}(f) \cdot |I(f)|^2 \\ R_{ray_ref}(f) = Re \left(\frac{U(f)}{I(f)} \right) \end{cases} \quad (4.22)$$

où $I(f)$ et $U(f)$ représentent respectivement l'intensité et la tension parcourant le fil. Quant à la fonction Re , elle permet de renvoyer la partie réelle d'un nombre complexe.

Pour notre cas test, nous considérons à titre d'exemple un fil parfait de 0,41 m de longueur et de $2,2 \cdot 10^{-4}$ m de diamètre, qui est alimenté par un générateur de tension au profil gaussien et qui rayonne dans un milieu sans perte. Nous relevons alors les valeurs temporelles de U et de I sur le segment où se situe le générateur, puis nous effectuons leurs transformées de Fourier. En utilisant les équations du système (Eq. 4.22), nous obtenons finalement la valeur de $P'_{ray_ref}(f)$.

Une fois cette référence établie, nous déterminons à nouveau la puissance totale rayonnée par cette structure filaire, mais désormais à l'aide de la formule (Eq. 4.20) et avec une sphère caractérisée par 2502 points. Le résultat de cette opération est noté $P'_{ray_calc}(f)$.

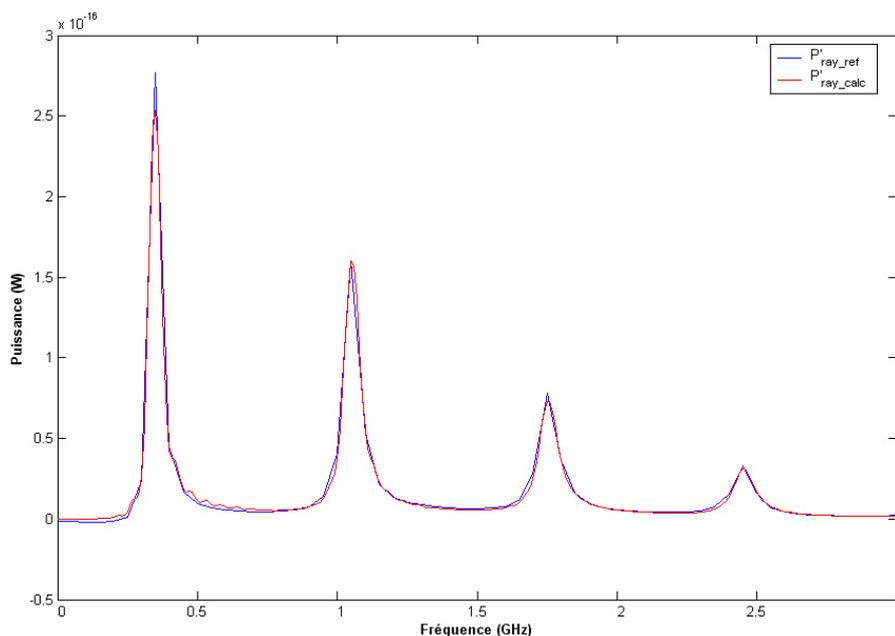


FIG. 4.10: Comparaison de P'_{ray_ref} et de P'_{ray_calc} .

Les courbes P'_{ray_ref} et P'_{ray_calc} représentées sur la figure (Fig. 4.10) sont quasiment confondues. Ceci nous permet donc d'affirmer que pour une source au diagramme de rayonnement relativement régulier et malgré une faible caractérisation de la sphère d'intégration, l'équation (Eq. 4.19) nous fournit de manière satisfaisante la puissance totale rayonnée. Notons enfin que le principal avantage de cette méthode réside dans le fait que sous réserve d'avoir un nombre

de points suffisant sur la sphère \mathfrak{S} , le calcul de la puissance peut désormais s'effectuer pour n'importe quel type de sources numériques.

4.4 Différents types d'excitation

Les manipulations expérimentales associées à ce manuscrit ont toujours été réalisées en utilisant une antenne log-périodique comme source excitatrice de la cavité. Sachant que cette dernière délivre un signal sinusoïdal continu de fréquence f , toutes les mesures ont été obtenues grâce à un balayage sur la gamme de fréquences souhaitée. Or le schéma numérique que nous utilisons est un schéma temporel. Autrement dit, pour que cette représentation ait une efficacité maximale, la source numérique doit exciter simultanément la bande de fréquences la plus large possible. Suivant cette idée et afin de respecter au maximum un caractère d'iso-puissance incidente (Fig. 4.11), nous avons donc attribué aux sources numériques un profil temporel gaussien qui s'exprime dans le cas général sous la forme suivante :

$$V(x, y, z, t) = A.exp \left(- \left[\frac{t - \tau_0 + \frac{\alpha.x + \beta.y + \gamma.z + \tau_r}{c}}{\sigma} \right]^2 \right) \quad (4.23)$$

avec :

- A : amplitude de la gaussienne,
- α, β, γ : composantes cartésiennes du vecteur d'onde,
- x, y, z : position cartésienne du point d'observation,
- σ : largeur à mi-hauteur de la gaussienne,
- τ_0 : retard temporel,
- τ_r : retard spatial,
- c : célérité du milieu,
- t : temps.

Dans cette partie, nous allons soumettre quelques modèles de sources permettant d'exciter numériquement la CRBM lors des simulations.

4.4.1 Cas des sources ponctuelles

L'idée la plus simple est bien entendu l'utilisation d'une seule source ponctuelle. Autrement dit, au niveau d'une cellule de Yee, nous proposons d'exciter de manière identique les trois composantes du champ électrique pour ne privilégier aucune des trois composantes cartésiennes. Sachant que le formalisme de Yee ne nous permet pas de modéliser de manière naturelle une source parfaitement isotrope, ce type de source s'assimilera davantage à une sorte de structure filaire oblique.

D'un point de vue technique, nous pouvons utiliser a priori indifféremment des «soft» ou «hard» sources [65]. Vu qu'en simulation il ne s'agit pas d'un signal CW (CW : Continuous Wave) comme c'est le cas dans la réalité, les «soft» sources sont cependant plus aisées à utiliser que les «hard» sources : effectivement, il n'est plus nécessaire de déterminer la limite temporelle nécessaire au passage complet de la gaussienne à partir de laquelle nous devons arrêter d'imposer artificiellement les valeurs de champ pour le laisser se propager normalement à l'aide du schéma FDTD.

Dans le cas précis d'une source ponctuelle, la notion de vecteur d'onde disparaît et l'équation (Eq. 4.23) se simplifie :

$$V(t) = A.exp\left(-\left(\frac{t - \tau_0}{\sigma}\right)^2\right) \quad (4.24)$$

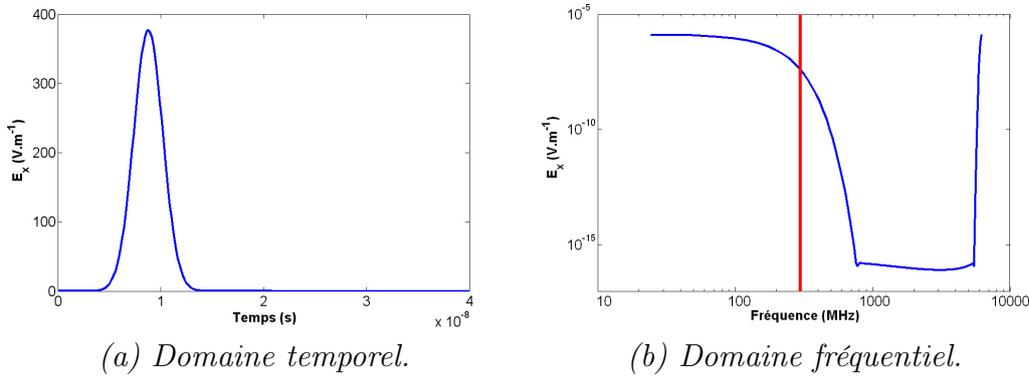


FIG. 4.11: Profil gaussien avec $\sigma = 2.10^{-9}$ s, $\tau_0 = 8,79.10^{-9}$ s et $A = 377$.

La transformée de Fourier d'une gaussienne étant une gaussienne (Fig. 4.11), nous allons déterminer la largeur à mi-hauteur σ à l'aide de l'égalité (Eq. 4.25) pour que dans le domaine fréquentiel, le niveau de coupure n_c (donc la fréquence de coupure f_c) soit le plus élevé possible et obtenir ainsi une excitation «brute» à peu près équivalente quelle que soit la fréquence considérée sur la gamme $[0 - f_c]$.

$$\sigma = \frac{1}{\Pi.f_c} \cdot \sqrt{\frac{-n_c \cdot \ln(10)}{20}} \quad (4.25)$$

Pour maximiser le niveau de coupure n_c , nous devons déterminer la valeur minimale de σ qui respecte l'infériorité de la fréquence de coupure f_c devant la fréquence maximale f_{max} supportée par le maillage. Autrement dit, sous cette dernière restriction, ceci revient à rechercher l'impulsion temporelle la plus fine possible. Cependant, un nombre minimal de points est requis pour décrire correctement le comportement temporel de la gaussienne ; ce nombre est estimé de

façon empirique à cinquante dans le cas général. Cette limitation a donc pour effet immédiat d'imposer une borne inférieure à la quantité σ .

Remarque : *la solution qui consisterait à diminuer le pas de temps dt pour respecter la contrainte d'échantillonnage n'est pas envisageable, car elle engendrerait une dégradation de la résolution fréquentielle pour un même nombre d'itérations et une augmentation du phénomène de dispersion.*

Le diagramme de rayonnement associé au champ total émis par une source ponctuelle s'assimile sans surprise à un tore régulier pour chacune des fréquences de $]0; \frac{f_c}{2}]$. Puis, sur l'intervalle $]\frac{f_c}{2}; f_c]$, ce tore subit quelques déformations, mais l'aspect général reste toutefois conservé (Fig. 4.12). Cette invariance d'aspect suivant la fréquence suffit à confirmer la régularité du diagramme et autorise donc une diminution du nombre de points nécessaires à la caractérisation de la sphère \mathfrak{S} lors de l'utilisation de l'équation (Eq. 4.20).

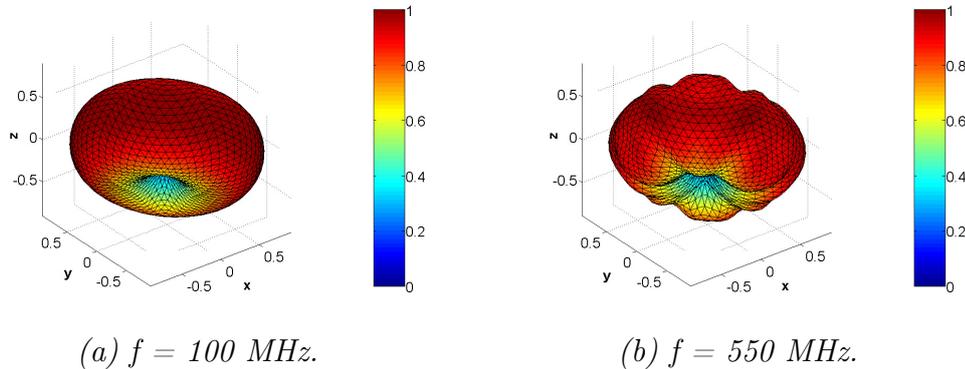


FIG. 4.12: *Diagramme de rayonnement linéaire normalisé du champ total \mathbf{E} d'une source ponctuelle au profil temporel gaussien dans un maillage caractérisé par $f_c = 600$ MHz.*

Malgré la facilité de sa mise en œuvre, ce type d'excitation s'avère particulièrement difficile à maîtriser. En effet, il est fortement soumis aux caractéristiques du maillage (dimension et géométrie des cellules de discrétisation, uniformité...) ce qui rend extrêmement complexe d'éventuelles comparaisons code à code. De plus, comme il s'agit d'une excitation violente, brève et très locale, l'énergie incidente peine un peu à se dissiper et les fronts d'onde générés n'ont pas forcément des contours très nets. Ainsi, la zone d'injection s'assimile toujours à une zone trouble où les variations abruptes de champ traduisent une modification locale de l'environnement par un résidu de champ soit trop élevé ou soit trop faible (respectivement pour les «soft» et «hard» sources); la conséquence immédiate est alors une perturbation temporaire de l'homogénéité des champs. Donc, quel que soit le type de la source ponctuelle utilisée, cette dernière ne doit en aucun cas se trouver au sein du volume utile ou à proximité des points de sortie si nous appliquons la fonction temporelle g_Q^r dès l'instant $t = 0$; pour s'affranchir de

cette contrainte, il suffit que la fenêtre rectangulaire associée aux pertes ne débute qu'à partir du moment où la source excitatrice ait intégralement transmis son énergie à son proche environnement.

Sur la figure (Fig. 4.13), nous pouvons constater que l'allure de la puissance rayonnée P'_{ray} définie par l'équation (Eq. 4.20) semble correcte : en effet, dans un premier temps, elle croît en fonction du carré de la fréquence comme l'indique la théorie et dans un second temps, elle décroît traduisant ainsi la perte progressive d'énergie de l'excitation, illustrée par la figure (Fig. 4.11.b). Cette figure permet également de mettre en évidence l'importance des variations de puissance rayonnée suite à un changement des dimensions de la cellule sur laquelle est générée la source ponctuelle : dans notre cas, une division par deux de la taille de la cellule élémentaire correspond à une division par environ 67 de la puissance rayonnée. Si nous raisonnons en terme de conservation d'énergie par unité de volume, le ratio précédent paraît conforme : en effet, il est très proche de 64, soit 8^2 (8 pour le rapport volumique et le carré pour la conversion champ-puissance).

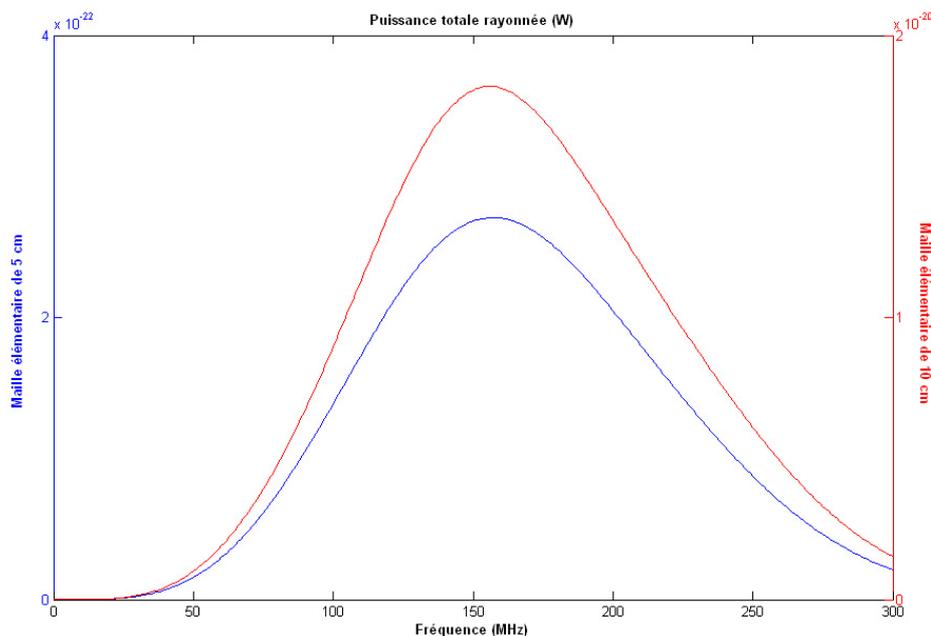


FIG. 4.13: Allure de la puissance totale rayonnée P'_{ray} par la source ponctuelle décrite dans la figure (Fig. 4.11) générée sur des mailles de 5 et 10 cm sous la forme d'une «hard source».

Afin d'augmenter la puissance injectée et d'exciter plus rapidement la cavité suivant toutes les directions tout en respectant au mieux les conditions énoncées au début de la section 4.3.1, nous proposons également de placer à chaque coin C de la CRBM une source ponctuelle S dont l'axe du diagramme de rayonnement est orienté suivant la direction (CS). Si nous considérons chacune des sources

individuellement, cette dernière contrainte ne permet pas de supprimer tous les recouplages sur l'excitation puisque l'ouverture à mi-hauteur du tore est supérieure à 90° , mais tend néanmoins à les minimiser.

Toujours dans la même optique, une autre idée aurait consisté à exciter la cage de Faraday à l'aide de trois lignes de sources ponctuelles liant toutes les parois opposées. Pour chacun de ces segments, nous aurions imposé invariablement la composante correspondant au champ normal aux parois considérées et obtenu d'une manière générale une excitation s'assimilant en champ proche à un cylindre. Malheureusement, la sommation de toutes les contraintes rendait leurs positionnements très délicats : en effet, les lignes ne devaient ni intercepter le cylindre de révolution du brasseur, ni passer à proximité ou dans le volume utile (problème d'homogénéité), ni se situer trop près des parois (problème de recouplage dû au parallélisme avec l'axe du cylindre de rayonnement)... C'est pourquoi nous avons préféré abandonner cette possibilité.

4.4.2 Cas des ondes planes

L'utilisation d'ondes planes à polarisations rectilignes nous a initialement paru intéressante car a priori, il nous semblait plus facile de déterminer analytiquement la puissance numérique injectée. Cependant, cette technique nécessite la définition d'une surface dite «fictive» sur laquelle est générée le champ incident défini par l'équation (Eq. 4.23) et qui sert de frontière entre deux zones : l'intérieur correspond au champ total et l'extérieur au champ diffracté (cf annexe D). Le protocole d'ajustement des paramètres de la gaussienne est similaire à celui des sources ponctuelles, mais en intégrant cette fois-ci le vecteur d'onde et les paramètres spatiaux.

Ainsi, pour être employée, cette technique nécessite obligatoirement un objet diffractant. De plus, de par l'aspect numérique de la génération d'ondes planes, la surface fictive doit englober intégralement le corps diffractant et sa frontière ne doit pas subir la moindre discontinuité comme par exemple une modification locale des propriétés diélectriques ou encore une intersection avec une plaque métallique.

Sachant que les parois de la cavité ne peuvent satisfaire ce second critère, nous avons donc automatiquement pensé à l'autre composant inamovible de la CRBM, le brasseur de modes. Si nous limitons ce dernier à un rôle de réflecteur dans lequel seule la géométrie des pales a besoin d'être considérée, il est relativement aisé de l'envelopper dans un volume après avoir déterminé son cylindre de révolution (Fig. 4.14). Dans ce cas, la modélisation proposée respecte les deux contraintes énoncées précédemment. Au contraire, si nous assimilons le brasseur de modes à une antenne où les armatures doivent être modélisées afin de relier les pales entre elles et donc de respecter ses propriétés électriques, le

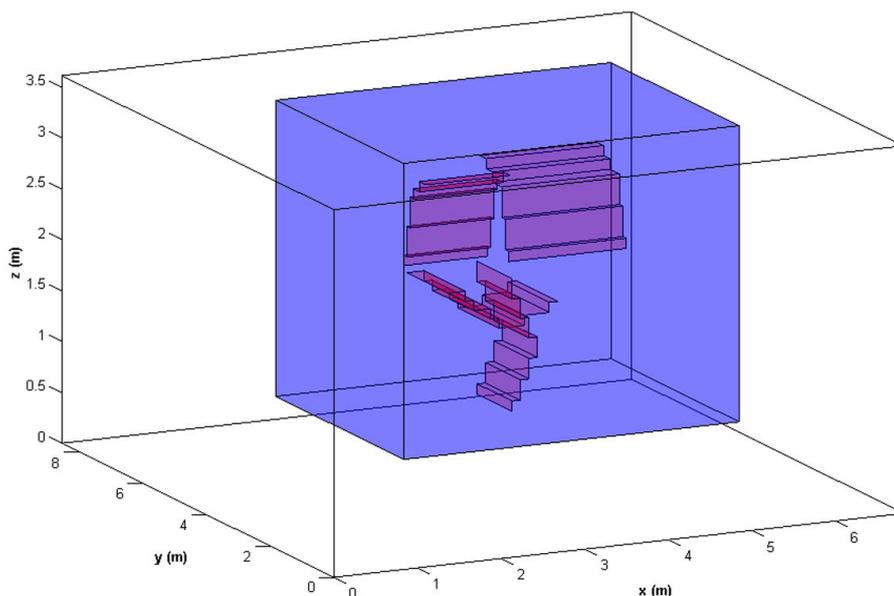


FIG. 4.14: Exemple de surface fictive englobant le brasseur de modes.

mât vertical, connectant les bras des pales aux deux parois horizontales de la CRBM, interceptera obligatoirement la surface fictive.

Le calcul de la puissance incidente ne se révèle malheureusement pas aussi aisé que nous pouvions l'espérer. Effectivement, elle n'est pas équivalente à la puissance totale P_{proj} des ondes planes, chacune pondérée par un coefficient correspondant au ratio de l'aire des pales projetées suivant le vecteur d'onde et de l'aire du plan donnant naissance à l'onde : l'utilisation de la surface fictive implique que même après avoir été partiellement réfléchi par une plaque métallique par exemple, l'onde plane se régénère totalement et ce, quelques mailles seulement après avoir franchi l'obstacle (Fig. 4.15). Ainsi, si nous insérons une seconde plaque métallique dont le projeté suivant le vecteur d'onde est strictement inclus dans celui de la première, l'onde plane reformée la détectera et se réfléchira dessus (Fig. 4.16). Dans ce cas, les réflexions multiples et la régénération automatique de l'onde plane empêchent toute détermination linéaire de la puissance effective réellement mise en jeu. Malheureusement, la géométrie du brasseur étudié nous place dans cette configuration et nous oblige à proscrire l'exploitation de toute notion de proportionnalité. Il paraît désormais évident que la puissance numérique réellement injectée lors de ce procédé est nettement supérieure à l'estimation P_{proj} initiale et qu'une détermination analytique semble inenvisageable. Un autre inconvénient de cette méthode aurait également été la non-considération des phénomènes dus aux effets de bord et de pointe.

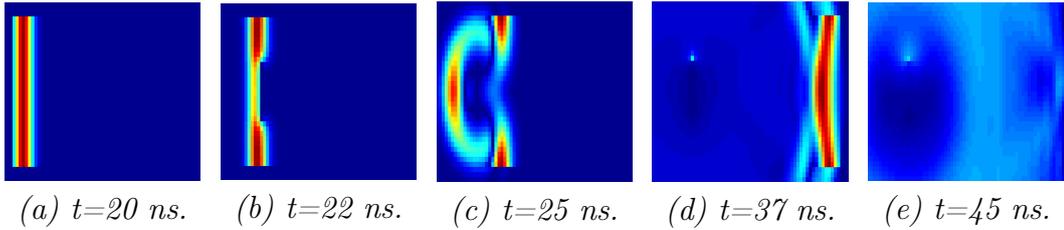


FIG. 4.15: Diffraction d'une onde plane par une seule plaque métallique.

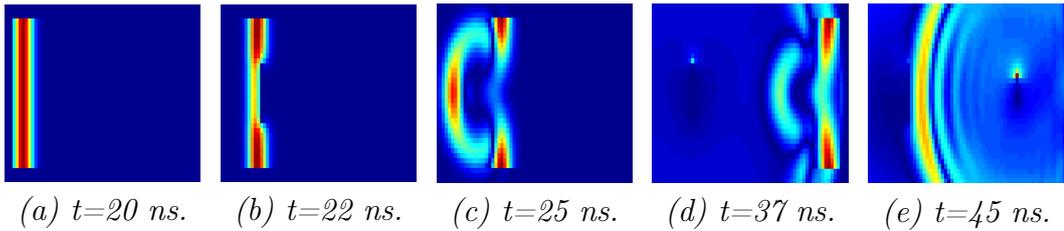


FIG. 4.16: Diffraction d'une onde plane par deux plaques métalliques alignées.

Mais avant d'expliciter le calcul de puissance proprement dit, précisons les différentes configurations d'excitation. Dans un premier temps, nous avons choisi la plus facile à mettre en œuvre, c'est-à-dire la génération de deux, quatre ou six ondes planes ayant des vecteurs d'onde perpendiculaires aux différentes faces de la surface fictive. Mais cette décision ne se révèle pas particulièrement judicieuse dans le cas où un axe horizontal du brasseur se retrouve parallèle à un de ces vecteurs d'onde (i.e. quand le pas angulaire du brasseur du LASMEA correspond à un multiple de 90° par rapport à la position initiale).

Afin de nous affranchir totalement de cette contrainte géométrique, nous avons donc dû développer dans un second temps un outil nous permettant d'injecter automatiquement une sphère de N_{OP} ondes planes. Pour ce faire, nous définissons N_{OP} points uniformément répartis sur une sphère englobant intégralement le brasseur et centrée sur le barycentre G de son cylindre de révolution. Puis pour chacun d'eux, nous spécifions un trièdre direct $(\mathbf{k}, \mathbf{E}, \mathbf{H})$ associé aux caractéristiques d'une onde plane, comme l'illustre la figure (Fig. 4.17). Enfin, dans un souci de minimisation des temps de calcul de puissance, nous limitons au maximum la durée nécessaire à la réflexion des ondes planes par le brasseur en imposant le retard spatio-temporel défini dans l'expression (Eq. 4.23) de manière à ce que tous les profils gaussiens apparaissent le plus rapidement possible. Sachant que les ondes planes posséderont toutes le même profil gaussien (car il n'existe qu'une unique valeur optimale pour la largeur à mi-hauteur (cf section 4.4.1) et qu'il serait inutile d'en définir plusieurs), elles seront donc parfaitement synchrones.

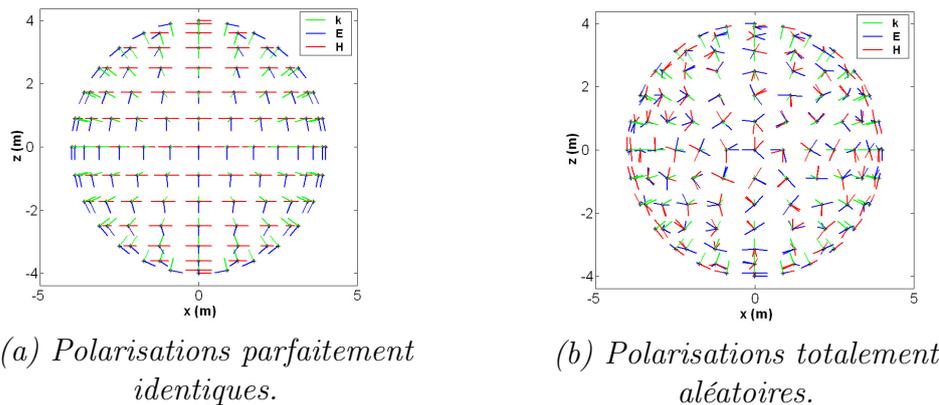


FIG. 4.17: *Exemples de configurations d'excitation par une sphère d'ondes planes.*

Suite à cette remarque, un tirage au sort totalement aléatoire des polarisations (qui rappelons-le sont considérées rectilignes tout au long de cette partie) provoque une recombinaison spécifique du champ incident qui s'effectue localement soit de manière constructive, soit de manière destructive. Le problème posé par ce dernier cas est la génération d'un certain nombre de directions difficilement identifiables suivant lesquelles le brasseur de modes ne sera quasiment plus illuminé ou ne réagira presque plus à l'excitation. Ainsi, les diagrammes de rayonnement correspondants fourniront des résultats très disparates d'une configuration à une autre et très difficilement interprétables (Fig. 4.18).

Afin de pallier ce problème et donc de ne conserver que les recombinaisons constructives du champ incident, deux solutions s'offrent à nous. La première consiste à imposer des polarisations identiques à toutes les ondes planes. La seconde revient à restreindre le domaine de définition des polarisations électriques lors du tirage au sort : l'orientation du vecteur \mathbf{E} sera toujours limité à un même moitié du cercle trigonométrique; nous parlerons alors «d'ondes planes à polarisations partiellement aléatoires». Contrairement aux configurations d'ondes planes totalement aléatoires, ces deux types d'excitation nous proposent désormais des diagrammes de rayonnement du même ordre de grandeur (Fig. 4.19). De plus, comme nous le verrons un peu plus loin dans cette partie, cette garantie d'une illumination quasi-omnidirectionnelle nous permet de proposer un concept visant à ajuster la géométrie du brasseur afin de quantifier et d'améliorer son efficacité de brassage. C'est également à ce moment-là que nous détaillerons soigneusement les diagrammes de rayonnement des figures (Fig. 4.18) et (Fig. 4.19).

Une fois les ondes planes initiales parfaitement définies, le calcul de puissance rayonnée s'effectue à l'aide de l'équation (Eq. 4.20) et ce, pour chaque position angulaire du brasseur. Il existe alors deux techniques différentes pour réaliser

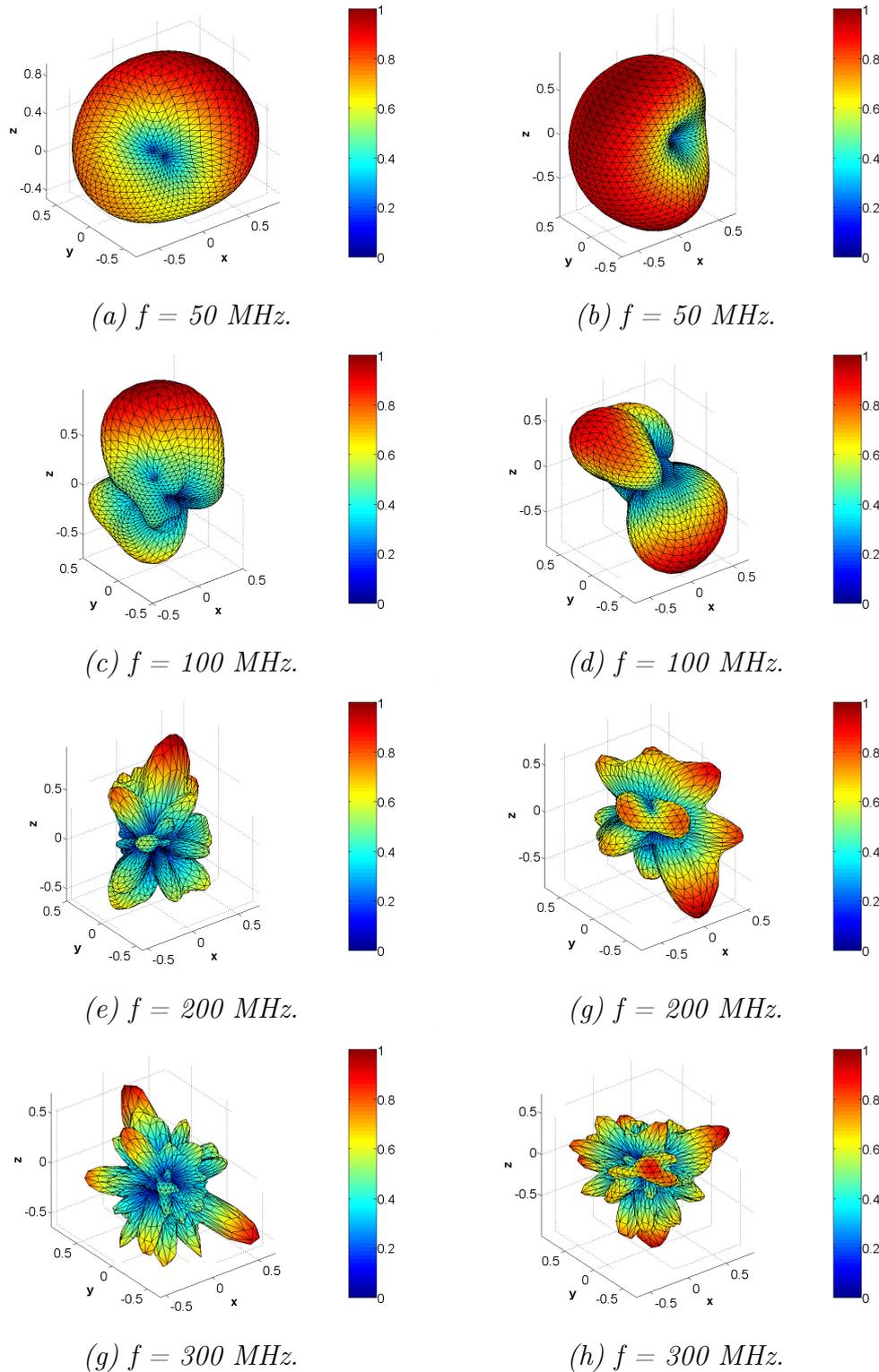


FIG. 4.18: Diagrammes de rayonnement linéaires du champ \mathbf{E} total de deux configurations de 198 ondes planes aux polarisations rectilignes totalement aléatoires illuminant le brasseur à sa position initiale.

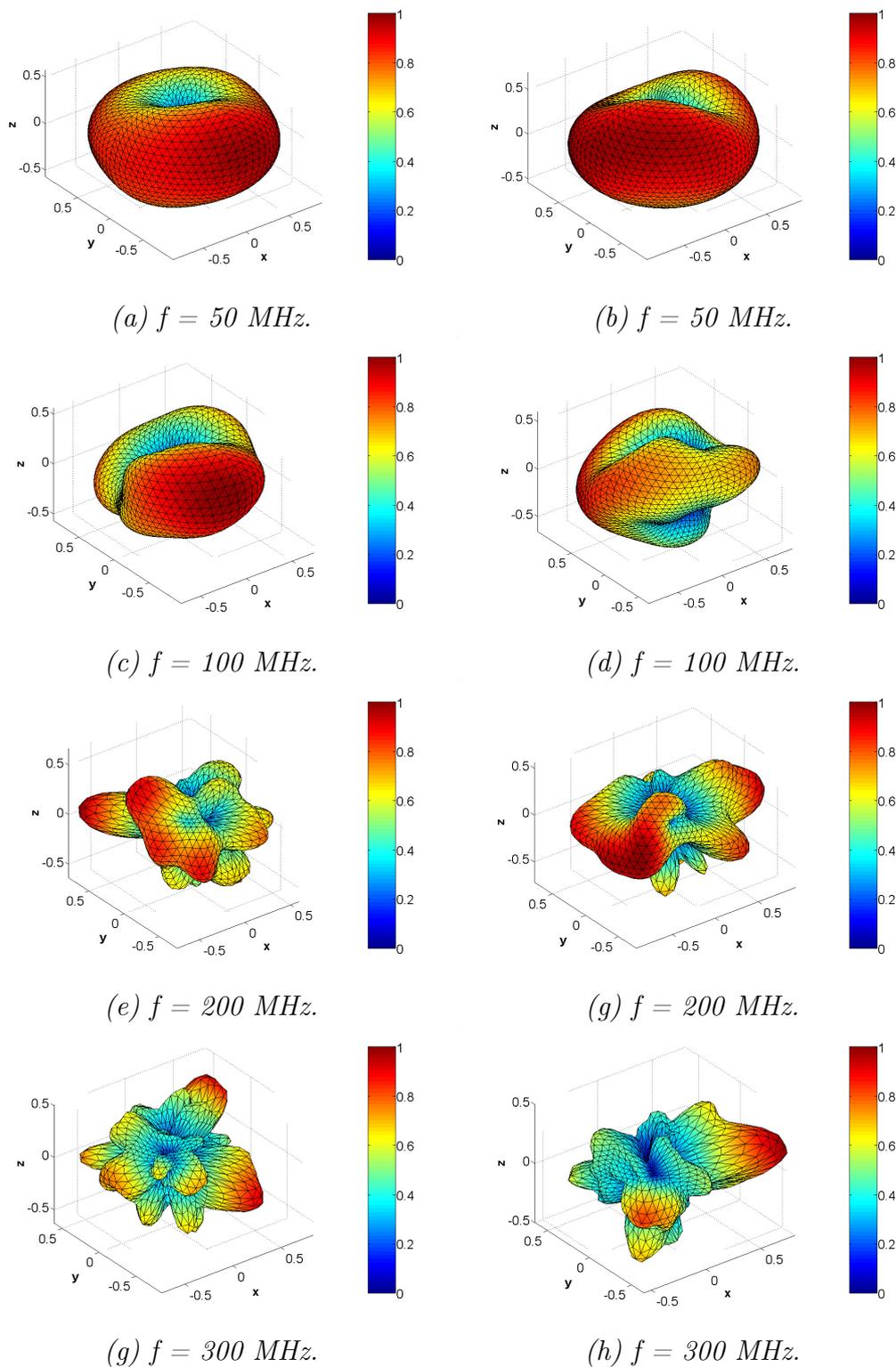


FIG. 4.19: Diagrammes de rayonnement linéaires du champ \mathbf{E} total de 198 ondes planes illuminant le brasseur à sa position initiale avec des polarisations rectilignes identiques (à gauche) et partiellement aléatoires (à droite).

cette opération : en effet, nous pouvons exercer la rotation spatiale soit sur les sources d'illumination, soit sur le brasseur de modes.

Le premier cas revient à préserver l'invariance de la puissance rayonnée sur une rotation complète du brasseur. En général, cette technique entraîne donc une succession de modifications des caractéristiques des ondes planes afin de garantir la conservation des angles formés par les pales et les vecteurs d'onde. Ces nombreux calculs supplémentaires s'avèrent laborieux et une erreur de paramétrisation difficilement détectable peut facilement s'immiscer. De plus, cette méthodologie ne tient pas compte du phénomène de crénelage dû au schéma FDTD qui modifie quelque peu la puissance rayonnée réelle d'un pas de brasseur à l'autre. Pour toutes ces raisons, nous privilégierons donc l'autre solution. La seule exception que nous appliquerons à cette règle est le cas noté \mathfrak{C} , où toutes les ondes planes excitatrices de même latitude vérifient l'hypothèse selon laquelle l'ensemble de leur vecteur d'onde est invariant suite à toute rotation caractérisée par l'axe vertical du brasseur et par un angle équivalent à l'incrément choisi pour le mode pas à pas. En effet, dans cette configuration, suite aux diverses symétries vérifiées par les ondes planes, la détermination de la puissance rayonnée sur une révolution complète du brasseur peut donc se résumer à un seul calcul ; l'économie sur les temps de calcul est telle que la prise en compte de l'influence du crénelage apparaît alors bien superficielle !

Pour toutes les autres configurations généralement asymétriques en raison de la répartition aléatoire des vecteurs de polarisations ou d'un nombre trop faible d'ondes planes, nous privilégierons la seconde méthode qui se base sur l'invariance spatio-temporelle des sources excitatrices et qui pour un temps de calcul similaire, intègre l'influence de la discrétisation en marches d'escalier. Sachant que pour chaque fréquence, nous normaliserons par la suite les résultats pour un watt injecté, la variation de la puissance rayonnée sur une rotation complète du brasseur n'est nullement pénalisante.

La figure (Fig. 4.20) nous renseigne sur le profil de la puissance totale rayonnée par une sphère d'ondes planes diffractées par le brasseur du LASMEA. Tout comme celui associé à une source ponctuelle (Fig. 4.13), nous constatons qu'il s'assimile pour l'ensemble des configurations à une pseudo-gaussienne. De plus, en raison de la présence de recombinaisons destructives, l'amplitude en watts des configurations à polarisations totalement aléatoires est nettement inférieure à celle issue des configurations à polarisations fixes ou partiellement aléatoires. Mais dans tous les cas, pour des profils temporels identiques, la puissance injectée à l'aide d'ondes planes sera toujours beaucoup plus importante que celle fournie par une source ponctuelle.

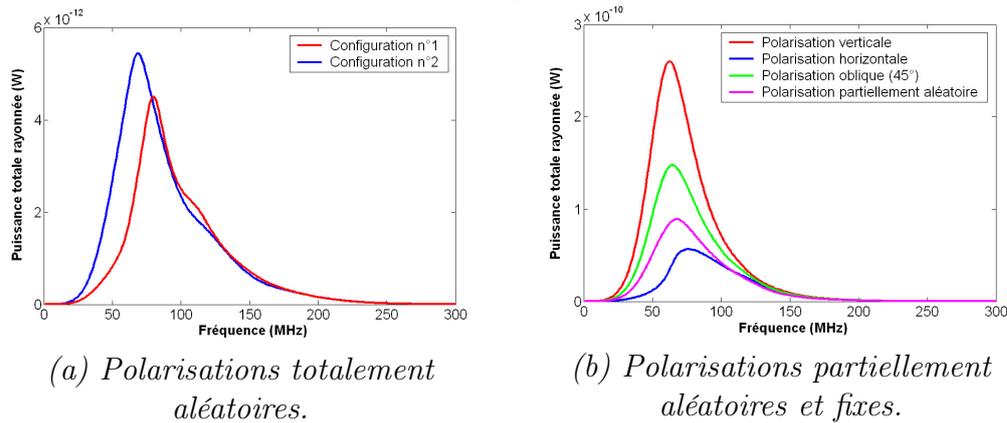


FIG. 4.20: *Allure de la puissance totale rayonnée par une sphère de 198 ondes planes diffractées par le brasreur du LASMEA placé à sa position d'origine.*

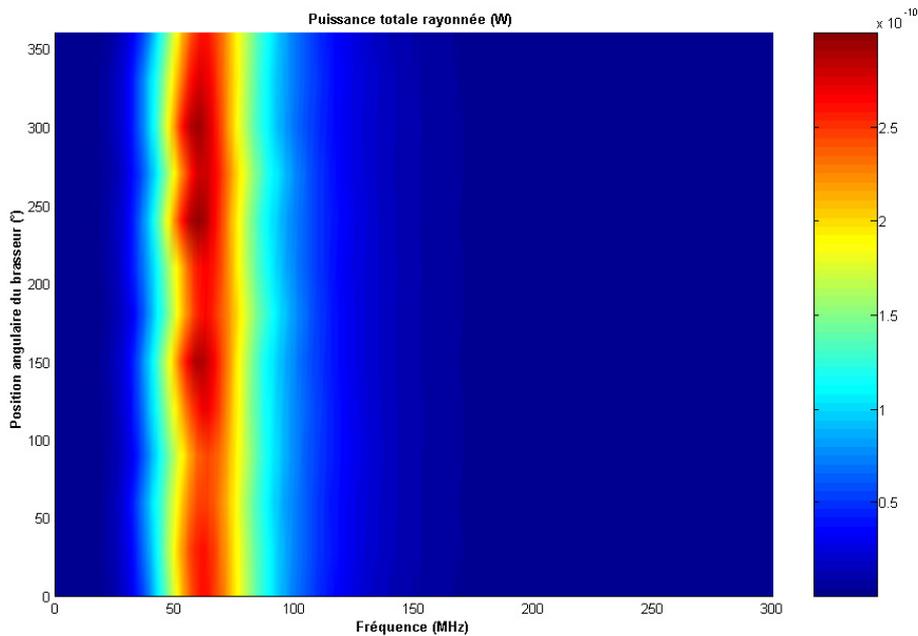


FIG. 4.21: *Puissance totale rayonnée sur un tour complet du brasreur illuminé par une sphère de 198 ondes planes à polarisations électriques verticales.*

Quant à la figure (Fig. 4.21), elle illustre l'évolution fréquentielle de la puissance rayonnée sur une révolution complète du brasreur illuminée par 198 ondes planes à polarisations fixes. Bien que ce nombre d'ondes planes ne nous permette pas de respecter scrupuleusement les conditions préconisées dans \mathfrak{C} , il s'avère déjà suffisant pour démontrer l'invariance de la puissance rayonnée en fonction du pas angulaire du brasreur dans le cas d'une répartition symétrique des ondes planes incidentes.

Comme nous l'avons annoncé précédemment, en nous servant de cette dernière propriété, nous allons à présent proposer une méthodologie permettant de régler la géométrie du brasseur pour obtenir un meilleur brassage.

Si nous assimilons le brasseur de modes à un simple réflecteur, pour être parfaitement efficace il doit sur une révolution complète renvoyer un maximum d'énergie suivant toutes les directions et ce, pour tous les types de polarisations. En illuminant le brasseur par une sphère d'ondes planes où toutes les polarisations rectilignes électriques sont identiques et en utilisant le principe d'invariance de puissance rayonnée, nous obtenons en une seule simulation le rayonnement tridimensionnel du brasseur pour une polarisation P_0 donnée. Sachant que dans notre cas son axe de rotation est vertical, il suffit alors :

- de relever suivant l'angle longitudinal les valeurs maximales normalisées par rapport à la puissance injectée pour déterminer le comportement diffractant global du brasseur soumis à un champ de polarisation P_0 ,
- puis de répéter intégralement ce procédé en effectuant une rotation du trièdre direct $(\mathbf{k}, \mathbf{E}, \mathbf{H})$ autour de l'axe symbolisé par \mathbf{k} afin d'obtenir successivement toutes les polarisations possibles (Fig. 4.22).

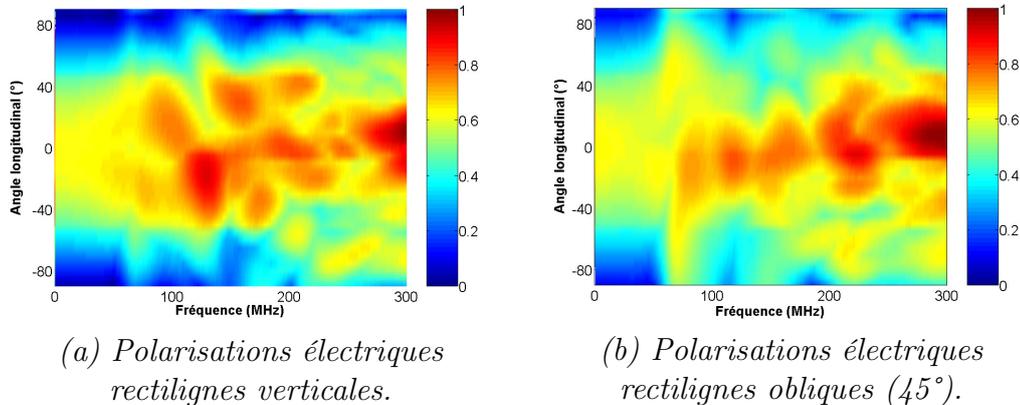


FIG. 4.22: Évolution fréquentielle de la répartition longitudinale du champ total \mathbf{E} normalisé maximal suite à la diffraction de 198 ondes planes sur le brasseur.

La figure (Fig. 4.22) retranscrit de manière synthétique les informations contenues à la fois dans les diagrammes de rayonnement des figures (Fig. 4.18) et (Fig. 4.19). En effet, sur toutes ces figures, nous constatons que pour toutes les fréquences inférieures à 60 MHz (correspondant à des longueurs d'onde très supérieures à l'envergure du brasseur), les ondes électromagnétiques ne distinguent pas les détails du brasseur de modes, mais seulement (et encore parfois!) une forme très grossière, d'où un diagramme s'apparentant à celui d'un dipôle de Hertz. En revanche, au-delà de cette limite, un accroissement de la fréquence correspond à une diminution de la longueur d'onde et donc à une meilleure visibilité des détails de la géométrie du brasseur, d'où un affinement des lobes et

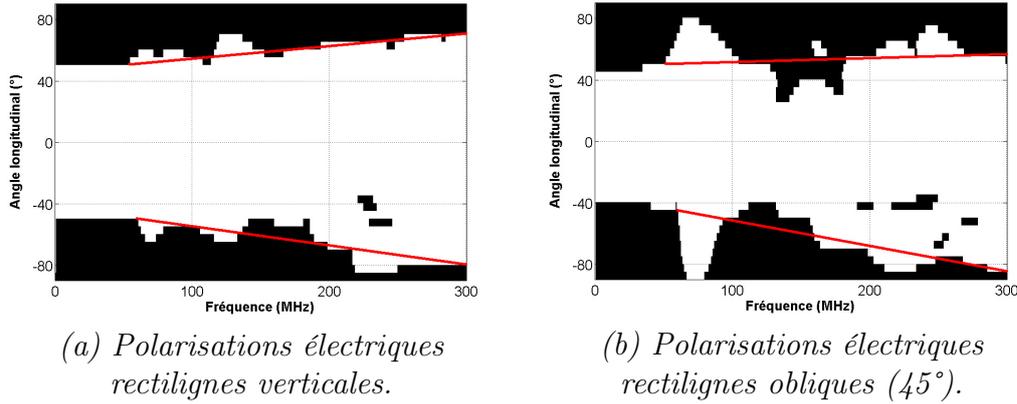


FIG. 4.23: Évolution fréquentielle de l'ouverture O_{-3dB} suite à la diffraction de 198 ondes planes sur le brasseur.

une augmentation progressive de leur nombre. À puissance injectée égale, ceci se traduit la plupart du temps sur la figure (Fig. 4.22) par une augmentation suivant la fréquence du champ total diffracté par le brasseur sur chaque longitude. Cette propriété peut également se visualiser en déterminant l'amplitude de l'angle d'ouverture O_α caractérisant l'arc longitudinal sur lequel le champ total diffracté ne subit pas des variations de plus de α décibels par rapport à sa valeur maximale (Fig. 4.23).

Une condition nécessaire pour optimiser la géométrie du brasseur afin d'améliorer l'efficacité de brassage, consiste a priori à optimiser l'isotropie de sa diffraction sur une révolution complète. Autrement dit, sur l'intégralité des polarisations électriques et sur une certaine gamme fréquentielle d'observation, nous devons maximiser soit la moyenne totale m_R de la répartition longitudinale du champ total \mathbf{E} normalisé maximal diffracté par le brasseur, soit la moyenne totale $m_{O_{-3dB}}$ des ouvertures O_{-3dB} .

En procédant par l'absurde, si cette condition déjà nécessaire était également suffisante dans le cas général, ce raisonnement impliquerait directement que le brasseur idéal serait une sphère puisque dans ce cas, ces deux critères sont quasiment toujours égaux à leur borne supérieure (i.e. $m_R = 1$ et $m_{O_{-3dB}} = 180^\circ$). Ce qui n'est en réalité pas le cas... Nos variables de décision tiennent bien compte de l'isotropie de la diffraction du brasseur, mais ignore le caractère résonant de notre problème initial : en effet, leur détermination ne s'effectue qu'à l'aide de configurations d'espace libre. Afin de réparer cet «oubli», nous devons donc imposer une condition supplémentaire par l'intermédiaire de la quantité correspondant au volume V généré par une rotation complète du brasseur. Nous proposons ce paramètre puisque ses variations sont indirectement couplées à celles du nombre de modes susceptibles d'être excités dans la cavité. En effet, si nous notons \mathcal{E} l'ensemble des segments ayant un sommet dans V et un autre

dans son complémentaire \bar{V} , la taille de ce volume conditionne le nombre de combinaisons contenues dans \mathfrak{E} . Ainsi, plus le volume V est important, plus le nombre N_S de segments appartenant à \mathfrak{E} et de tailles différentes est grand. Sachant qu'à chacune de ces distances correspond une fréquence propre de résonance, le paramètre V nous donne rapidement une idée relative de l'efficacité du brasseur de modes au sein de la CRBM. Remarquons ainsi que pour le cas d'un brasseur sphérique, la variable V est quasi nulle car elle correspondrait à l'intégration de la surface de la sphère sur une épaisseur infinitésimale. Mais pour une optimisation vraiment générale du brasseur, il faudrait privilégier la variable N_S car contrairement à V , elle permet également d'intégrer l'influence de la position spatiale du brasseur dans la cavité.

Donc en résumé, le brasseur de modes idéal serait le brasseur qui maximise simultanément l'isotropie de sa diffraction sur une révolution complète et les dimensions de son volume de révolution.

Cependant dans notre cas, le brasseur de modes du LASMEA étant déjà installé dans la CRBM, sa position et son type (à pales planes) sont imposés. De plus, sachant pertinemment qu'il serait tout à fait inapproprié de disposer toutes les pales de manière horizontale et de ne pas utiliser au maximum les possibilités d'asymétries géométriques offertes, nous pouvons considérer que d'une façon générale le volume de révolution du brasseur est stable. Ainsi, pour optimiser son efficacité de brassage, il nous suffira simplement de déterminer l'orientation des pales qui maximise la première contrainte.

Pour conclure ce chapitre, nous pouvons dire que dorénavant nous possédons tous les outils numériques pour modéliser les comportements géométrique et intrinsèque d'une CRBM. Néanmoins, quelques zones d'ombre subsistent.

La première interrogation concerne la valeur du facteur de qualité Q à utiliser dans les simulations numériques. Nous savons comment l'intégrer, mais il nous faut maintenant choisir sa valeur la plus significative parmi les moyennes et les maxima sur l'ensemble des positions de sonde et sur une révolution complète du brasseur.

La seconde interrogation porte sur le choix de la source d'excitation. La source ponctuelle est beaucoup plus facile à mettre en œuvre que la diffraction d'ondes planes sur le brasseur, mais la question est de savoir si ces deux méthodes proposent au final des résultats équivalents.

Toutes ces interrogations seront élucidées dans le chapitre suivant grâce à des comparaisons directes entre des résultats numériques et expérimentaux.

Chapitre 5

Comparaison entre résultats expérimentaux et numériques

Un point important des travaux réalisés réside dans l'analyse de la correspondance entre les résultats expérimentaux et numériques. Ce chapitre sera donc consacré à un bilan comparatif, suite auquel nous pourrons valider ou invalider la fiabilité de notre modélisation numérique.

Cependant, comme il est indiqué dans la conclusion du chapitre précédent, de nombreuses questions restent en suspens concernant les valeurs du facteur de qualité à considérer ou encore le choix de la source numérique. Après un bref rappel à propos des différents temps d'acquisition et l'évocation de quelques contraintes numériques visant à garantir la validité de la discrétisation angulaire du brasseur de modes lors de sa rotation, nous répondrons précisément à ces interrogations grâce à des comparaisons successives de différentes configurations. Nous finaliserons également notre modèle permettant le recalage en puissance entre les résultats expérimentaux et numériques en intégrant cette fois l'influence des recouplages sur la source d'excitation. Une fois tous les paramètres de la modélisation numérique enfin déterminés et correctement calibrés, nous optimiserons notre représentation finale à l'aide d'un raffinement de maillage.

Ensuite, grâce à des observables basiques, nous éprouverons notre modèle numérique complet en comparant les résultats obtenus avec ceux délivrés par un code fréquentiel commercial (en l'occurrence le logiciel FEKO[®]). Pour ce faire, nous utiliserons comme référence une cartographie du champ total réalisée à une position fixe du brasseur de modes.

Une fois ce dernier point validé, nous traiterons alors nos données de manière globale, c'est-à-dire sur une révolution complète du brasseur de modes. Nous comparerons alors les mesures expérimentales et numériques à l'aide des critères normatifs définis dans les normes IEC 61000-4-21. Enfin, nous étendrons notre analyse aux critères statistiques.

5.1 Préambule

Dans cette partie introductive, nous n'établirons pas une comparaison détaillée des protocoles expérimentaux et numériques dont les éléments majeurs ont déjà été évoqués (cf section 2.2), mais nous préciserons simplement un ordre de grandeur des différents temps d'acquisition de chacune des méthodes. Enfin, nous évoquerons différentes conditions que doivent impérativement respecter la modélisation numérique pour garantir une prise en compte correcte du brasseur de modes.

5.1.1 Informations relatives aux temps d'acquisition

Comme référence comparative, nous proposons de considérer le protocole préconisé par la norme RTCA/DO-160 à basses fréquences, i.e. neuf positions de sonde et soixante pas de brasseur. Mais au lieu de prendre une évolution fréquentielle par pas de 5% par rapport à la fréquence minimale d'utilisation, nous relèverons les valeurs de champ pour 400 fréquences échantillonnées linéairement.

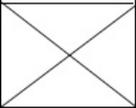
Dans cette configuration, sachant que l'obtention des mesures pour un seul point et une seule position angulaire du brasseur nécessite à peu près un quart d'heure, la durée effective expérimentale avoisine les **135 heures**.

Concernant les simulations numériques, la détermination du temps d'acquisition est un peu plus difficile car elle est directement soumise à divers paramètres tels que la configuration matérielle du PC de calcul, le nombre de cellules du domaine de calcul, le nombre d'itérations temporelles ou encore le type de source excitatrice choisie.

Nos simulations numériques sont effectuées sur un PC équipé d'un processeur Intel Pentium 4 HT cadencé à trois giga-Hertz et disposant d'une mémoire vive de deux giga-octets. Quant au nombre d'itérations temporelles, nous le fixons à 125000. Ensuite, nous considérons les cas dans lesquels la CRBM du LASMEA est discrétisée en 208080 et 1619865 cellules, ce qui correspond respectivement à des mailles cubiques de dix et cinq centimètres de longueur. Enfin, les deux configurations proposent des sources d'excitation aux profils deux à deux identiques, mais avec des discrétisations temporelles différentes (afin de respecter le critère C.F.L. (Eq. 2.12)). Les temps d'acquisition numérique liés à cette configuration sont récapitulés dans le tableau (Tab. 5.1).

À la lecture de ce dernier, nous remarquons que les durées des calculs temporels sont très disparates suivant la configuration, mais aussi essentiellement suivant le type de sources excitatrices.

Outre un raffinement de la modélisation spatiale de la CRBM et de ses équipements, le surcoût engendré par la configuration n°2 permet essentiellement

	Nombre de positions de sonde considérées	Nombre de pas de brasseur considérés	Configuration n°1 : 208 080 cellules			Configuration n°2 : 1 619 865 cellules	
			Source ponctuelle	6 ondes planes	198 ondes planes	Source ponctuelle	6 ondes planes
Calcul temporel	9	1	0,56	1,45	17,71	3,78	6,60
Conversion fréquentielle et insertion d'un facteur de qualité $Q(f)$ fixé	9	60	0,67				
Calcul de la puissance rayonnée par la source (*)		1 (**)	1,28	9,72	12,17	2,56	60,85
(*) le calcul de puissance est réalisé avec 12 couches PML et à l'aide d'une sphère discrète définie par 1602 points. (**) ce paramètre n'est bien entendu valable que pour une excitation par ondes planes.							

TAB. 5.1: *Ordre de grandeur des temps horaires d'acquisition requis par les simulations numériques.*

de doubler la fréquence maximale supportée par le maillage, mais au prix d'une diminution par deux de la résolution fréquentielle. Toutefois, dans les deux cas, ce calcul temporel contient des informations fréquentielles des différentes composantes de champ (même magnétiques !) pour un peu plus de 6000 fréquences dans le cas d'une discrétisation spatiale en $\frac{\lambda}{10}$. Enfin, précisons que contrairement à l'expérimentation, l'ajout d'un point de mesure supplémentaire ne présente qu'un surcoût infime.

Quant au type de l'excitation, le traitement des ondes planes consistant à fixer le champ incident à chaque itération sur chacune des facettes de la surface fictive (cf annexe D) est beaucoup plus lourd que celui d'une source ponctuelle et la syntaxe de son algorithme limite fortement l'efficacité d'une quelconque vectorisation. Ainsi, lorsque le nombre d'ondes planes est trop élevé, le temps total d'acquisition sur un PC classique devient inadmissible : par exemple, simplement dans la configuration n°1, les résultats temporels d'un calcul réalisé à l'aide de 198 ondes planes requièrent environ 1063 heures. Mais pour tous les autres protocoles de simulation, les délais nécessaires restent acceptables puisqu'ils sont compris approximativement entre **34** et **396** heures.

Quant au temps de post-traitement, généralement insignifiant devant celui du calcul temporel, il apparaît invariant puisqu'en réalité, il est quasi exclusivement soumis aux nombres de fréquences et de points de mesure traités.

Enfin, précisons que le temps nécessaire au calcul de la puissance rayonnée par la source excitatrice ne doit pas être intégré directement dans la durée totale des simulations. En effet, pour une configuration donnée, cette opération

ne s'effectue qu'une seule fois et le fichier de puissance résultant associé à ce type de source peut être stocké dans une base de données externe pour un accès direct lors de simulations futures.

Remarque : *il est préférable de toujours associer des discrétisations spatiales identiques entre les calculs temporels et les calculs de puissance, car les dimensions des cellules de Yee influencent plus ou moins significativement les résultats de puissance rayonnée, et ce, quel que soit le type d'excitation choisie.*

Le tableau (Tab. 5.1) indique également que la détermination de la puissance rayonnée par une source ponctuelle est beaucoup plus rapide que celle établie à partir des ondes planes se réfléchissant sur le brasseur ; en effet, elle est indépendante de la position angulaire du brasseur et le domaine de calcul nécessaire à sa caractérisation contient beaucoup moins de mailles. D'autre part, dans la configuration n°2, au regard des délais nécessaires aux calculs de puissance, les excitations par ondes planes ne sont acceptables que si elles possèdent des propriétés de symétrie et d'invariance par rotation (cf section 4.4.2) permettant de n'effectuer ce type de calcul qu'une seule fois.

Pour conclure, rappelons que pour des raisons de sécurité inexistantes lors de calculs numériques (risques d'incendies, de surtensions...), les essais expérimentaux requièrent la présence constante d'une personne surveillant le bon déroulement des mesures ; ainsi, dans notre cas, le temps d'acquisition réel des résultats expérimentaux correspond au minimum à deux fois son temps effectif. De plus, nous négligeons tous les délais nécessaires aux changements de configurations expérimentales (déplacement de la sonde de champ pour chacun des neuf points de mesure par exemple) ou encore aux rechargements éventuels des appareils équipés de batterie.

Ensuite, sauf budget exceptionnel, les temps d'acquisition expérimentaux paraissent quasiment incompressibles. Ceci représente une différence majeure entre expérimental et numérique. En effet, la durée réelle des calculs numériques correspond approximativement à la durée effective divisée par le nombre de PCs utilisés. Sachant qu'actuellement il est possible d'acquérir une grappe de calcul (ou encore «cluster») basique équivalent à seize bi-processeurs cadencés à trois giga-Hertz et disposant d'une mémoire vive de deux giga-Octets au prix de 40000 euros [74], il devient parfaitement envisageable de réduire les délais réels des simulations numériques à moins de **13 heures**. Cependant, n'oublions pas que contrairement à celui des essais expérimentaux, ce temps d'acquisition dépend principalement de la fréquence maximale étudiée, du nombre d'itérations temporelles directement imposé par le facteur de qualité expérimental et des dimensions de la CRBM modélisée...

5.1.2 Précautions préalables concernant les simulations numériques

Outre le respect du critère C.F.L. défini par l'inégalité (Eq. 2.12), les simulations numériques doivent également vérifier certaines conditions pour garantir une modélisation valable de la rotation du brasseur de modes. En effet, il est impératif de déterminer pour une discrétisation spatiale fixée l'angle minimal α_{min} moyen de rotation qui assure numériquement une modification géométrique significative du brasseur.

Afin de déterminer α_{min} , nous nous intéressons au projeté du maillage du brasseur suivant son axe de rotation (Fig. 5.1). Puis, nous déterminons la distance maximale séparant l'axe de rotation représenté par le disque gris et l'extrémité de chaque pale du brasseur ; remarquons qu'ainsi tous les décrochements (cf section 1.5) sont pris en considération. Dans le cas du brasseur du LASMEA, les pales fixées sur le même demi-bras horizontal ont les mêmes dimensions et les mêmes décrochements, donc nous obtenons uniquement quatre valeurs : x_1 , x_2 , x_3 et x_4 .

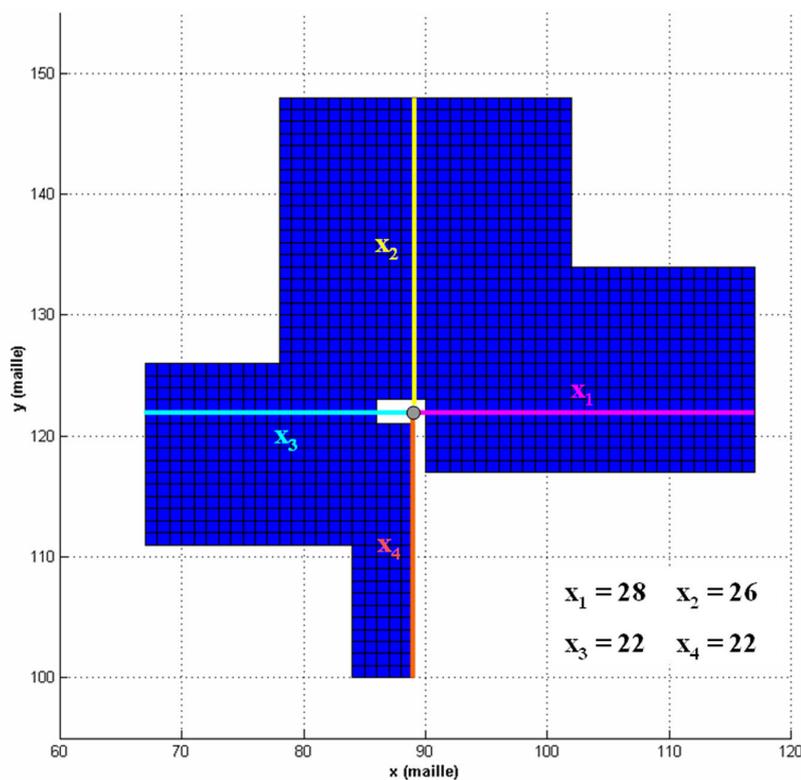


FIG. 5.1: *Projeté du maillage du brasseur du LASMEA discrétisé avec des mailles de cinq centimètres dans le plan (Oxy).*

À présent, considérons uniquement le premier quart du cercle trigonométrique \mathfrak{C} (entre 0 et 90°) et associons à la $i^{\text{ème}}$ pale le segment horizontal $[OS_i]$ constitué de x_i mailles et dont le sommet O coïncide avec le centre de \mathfrak{C} . Nous devons désormais déterminer le nombre N_i de positions exprimées en coordonnées entières et strictement distinctes que peut prendre le sommet S_i tout au long de son parcours P_i sur ce quart de cercle.

Suivant la notion de voisinage que nous lui imposerons, la longueur de ce parcours sera variable. Mais, comme nous étudions une configuration bidimensionnelle, les strictes 4-connexité et 8-connexité de P_i permettent de définir précisément les représentations du quart de cercle de rayon x_i contenant respectivement le plus et le moins d'éléments possibles ; autrement dit, elles fournissent automatiquement les extréma de N_i . Nous utilisons alors un algorithme basique de tracé de cercles discrets (à titre d'exemple, nous pouvons citer l'algorithme itératif de Michener [47,58]) et déterminons les $N_i(x_i)$ correspondants.

Remarque : dans le cas de la stricte 4-connexité, le nombre d'éléments contenus sur un quart du cercle de rayon x_i est parfaitement égal au nombre de sommets contenus sur une arête d'un carré de longueur $2.x_i$, soit $2.x_i + 1$.

La figure (Fig. 5.2) illustre les variations limites de N_i en fonction de x_i . Conformément à nos attentes, les deux courbes (représentées en rouge et en bleu) sont croissantes et leur différence ne cesse de s'amplifier avec l'accroissement de la variable x_i . Connaissant les valeurs limites du nombre de positions possibles sur un quart de tour, il devient facile d'évaluer à l'aide de l'équation (Eq. 5.1) un gabarit exprimé en degrés pour la quantité $(\alpha_{min})_i$ et représenté sur la figure (Fig. 5.3) :

$$(\alpha_{min})_i = \frac{90}{N_i - 1} \quad (5.1)$$

Enfin, pour que le maillage de chacune des pales du brasseur de mode subisse une variation géométrique au cours de la rotation, nous devons donc considérer uniquement la pale la plus contraignante, soit celle qui maximise l'ensemble des $\{(\alpha_{min})_i\}$:

$$\alpha_{min} = \max_i (\{(\alpha_{min})_i\}) = \frac{90}{\min_i (\{N_i\}) - 1} \quad (5.2)$$

Dans ce cas précis, la croissance des fonctions $N_i : x_i \rightarrow N_i(x_i)$ implique la relation suivante :

$$x_i \leq x_j \Rightarrow N_i \leq N_j \Rightarrow (\alpha_{min})_i \geq (\alpha_{min})_j \quad (5.3)$$

D'où :

$$\alpha_{min} = (\alpha_{min})_{i_0} = \frac{90}{N_{i_0} - 1} \quad \text{avec} \quad \min_i (\{x_i\}) = x_{i_0} \quad (5.4)$$

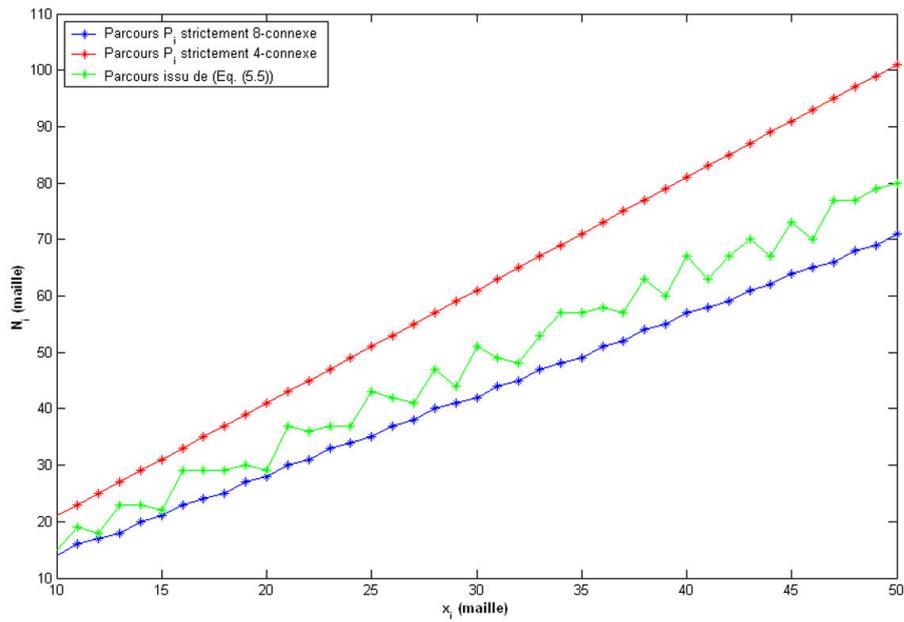


FIG. 5.2: Évolution du nombre d'éléments N_i constituant le parcours P_i sur un quart de cercle en fonction de la longueur x_i .

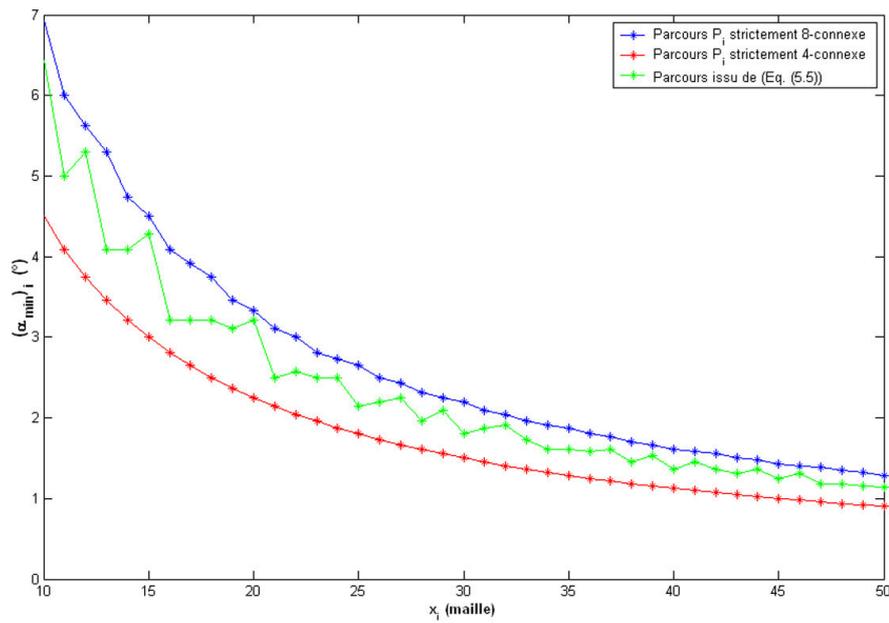


FIG. 5.3: Évolution de l'angle minimal $(\alpha_{\min})_i$ en fonction de la longueur x_i .

Autrement dit, si nous considérons les valeurs limites des $\{N_i\}$, la détermination de α_{min} dépendra uniquement de la pale dont l'extrémité S_i est la plus proche de l'axe de rotation. Nous pourrions nous arrêter ici et fixer α_{min} à sa borne supérieure. Cependant, notre protocole de génération du brasseur possède une caractéristique nous permettant d'affiner cette valeur.

En effet, lors de l'étape de rotation du brasseur (cf section 3.3.4), nous déterminons les coordonnées discrètes de ses pales à partir d'une rotation de leurs coordonnées continues. Or, l'équation (Eq. 3.4) d'une sphère discrète 3D est basée sur un procédé similaire : en effet, elle permet de répertorier l'ensemble des points discrets contenus dans une couronne continue, mais sans imposer de connexité stricte. Donc, nous adaptons cette double inéquation à une configuration bidimensionnelle (Eq. 5.5), puis comptons le nombre N_i de couples (x, y) la vérifiant (la variation de cette quantité est représentée en vert sur la figure (Fig. 5.2)).

$$\forall (x, y) \in (\mathbb{N}^*)^2, \quad \left(x_i - \frac{1}{2}\right)^2 \leq x^2 + y^2 < \left(x_i + \frac{1}{2}\right)^2 \quad (5.5)$$

Nous constatons alors que la courbe correspondante est bien comprise dans le gabarit précédemment calculé. Cependant, un certain nombre d'oscillations locales interdisent l'utilisation des équations (Eq. 5.3) et (Eq. 5.4), car les fonctions $N_i : x_i \rightarrow N_i(x_i)$ ne sont plus croissantes. Ces légères décroissances ne sont pas anormales puisqu'elles proviennent de la non-linéarité de l'expression (Eq. 5.5). Afin de mieux visualiser ce phénomène, la figure (Fig. 5.4) nous propose le tracé de deux cercles correspondant à des rayons x_i qui provoquent une diminution locale de N_i . L'équation (Eq. 5.2) reste quant à elle valable et est représentée en vert sur la figure (Fig. 5.3).

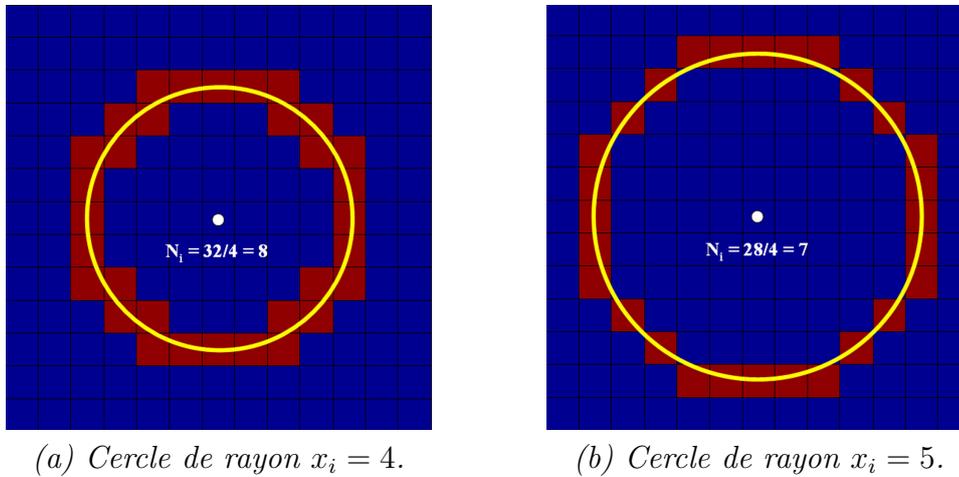


FIG. 5.4: Représentation de deux cercles discrets aux rayons consécutifs générant localement une décroissance de N_i .

Donc désormais, nous utiliserons cette dernière courbe comme référence lors de la détermination de la quantité α_{min} . À titre indicatif pour la suite de ce chapitre, la valeur de α_{min} est ainsi évaluée à $2,6^\circ$ et 5° pour des discrétisations spatiales de respectivement 5 et 10 centimètres.

5.2 Calibrage des simulations numériques

Le but de cette section est simplement de fixer les derniers paramètres des simulations numériques, notamment le facteur de qualité et le type de la source excitatrice. Pour ce faire, nous comparerons pour différentes configurations les résultats expérimentaux et numériques réalisés suivant des protocoles identiques. Afin de pouvoir dissocier les différents modes de résonance et faciliter ainsi la comparaison, cette étude s'effectuera donc dans un premier temps à basses fréquences sur la gamme [80 MHz ; 120 MHz] par pas de 100 kHz (cf section 2.2). Nous prendrons comme variable de référence le champ $\langle \vec{E} \rangle_{24}$ défini dans la norme IEC 61000-4-21 par l'équation (Eq. 1.49), que nous normaliserons ensuite à un watt injecté. Concernant les simulations numériques, elles utiliseront des discrétisations spatiale et temporelle de respectivement 10 centimètres et de $1,6 \cdot 10^{-10}$ secondes.

Puis, lorsque les choix des derniers paramètres seront enfin établis, nous pourrons améliorer notre modélisation géométrique de la CRBM à l'aide d'un raffinement de maillage afin de pouvoir étudier les valeurs du champ électrique sur l'intégralité de la gamme fréquentielle au sein de laquelle le comportement de la CRBM est dit «quasi-réverbérant», c'est-à-dire la zone où le rôle du brasseur de modes est primordial. Cette bande fréquentielle est généralement définie par l'intervalle $[f_s ; 5 \cdot f_s]$, soit dans notre cas [80 MHz ; 400 MHz]. Au-delà de $5 \cdot f_s$, il est coutume de dire que «la chambre réverbérante brasse toute seule», autrement dit le comportement de la CRBM est pleinement réverbérant indépendamment de la présence du brasseur de modes.

5.2.1 Présentation des différents protocoles de calibration

Afin d'étalonner nos simulations, nous avons établi trois protocoles d'essais différents, où chacun d'eux permet de comparer des configurations identiques issues simultanément de mesures expérimentales et numériques. Leurs caractéristiques sont récapitulées dans le tableau (Tab. 5.2).

Contrairement aux autres, les mesures du protocole n°3 ont pu être effectuées à l'aide d'un amplificateur de puissance ; ce dernier permet de s'affranchir de toute contrainte relative à la sensibilité de la sonde de champ. Cependant, ne disposant pas d'impédance de puissance pour protéger l'analyseur de spectre, nous n'avons pu relever simultanément les valeurs de puissance reçue. Donc, dans ce cas, suite à des contraintes d'occupation de la CRBM et à l'absence

N° du protocole	Nombre de pas de brasseur	Volume utile considéré	Utilisation d'un amplificateur
Protocole n°1	45	GVU	Non
Protocole n°2	51	PVU	Non
Protocole n°3	60	PVU	Oui

TAB. 5.2: *Description des différents protocoles de calibration.*

de données sur cette plage de fréquences pour ce nombre de pas de brasseur, le facteur de qualité est estimé à partir d'une interpolation linéaire des valeurs du protocole n°2.

L'utilisation de plusieurs configurations pour cette étape de calibration ne s'avérait bien sûr pas indispensable. Cependant, tout en étant parfaitement conscient qu'un nombre limité de cas tests ne peut jamais conduire à une généralisation absolue, une conclusion vérifiant simultanément trois protocoles différents aura néanmoins une légitimité beaucoup plus forte. Ainsi, dans toute la suite de cette section, tous nos bilans vérifieront invariablement ce principe, même si pour des raisons évidentes de lisibilité, ce manuscrit ne contiendra pas l'intégralité des résultats de chaque configuration.

5.2.2 Choix du type de la source numérique

Dans cette sous-partie, nous allons étudier l'impact du type de la source excitatrice sur les résultats finaux à l'aide du protocole n°3. Pour ce faire, nous considérerons par exemple le facteur de qualité qui limite au maximum la durée de nos simulations temporelles, soit l'ensemble des valeurs moyennées simultanément sur les points de mesure et sur les pas de brasseur.

Les figures (Fig. 5.5) et (Fig. 5.6) représentent l'évolution fréquentielle de $\langle \vec{E} \rangle_{24}$ normalisé à un watt injecté, respectivement pour des excitations numériques par ondes planes et par sources ponctuelles.

En comparant ces deux figures, nous constatons tout d'abord que les courbes associées aux ondes planes sont grossièrement du même ordre de grandeur que la courbe expérimentale. Au contraire, dans la configuration des sources ponctuelles, cette dernière s'apparente davantage à une borne supérieure qu'à une courbe moyenne. Autrement dit, pour un même facteur de qualité, les deux types d'excitation proposent des résultats aux amplitudes très variées. Sachant que sous réserve de respecter le puissance d'iso-puissance rayonnée les résultats sont statistiquement indépendants sur une révolution de brasseur de la source excitatrice utilisée, cette constatation révèle clairement une anomalie et met en défaut un type d'excitation. Mais lequel et pour quelle(s) raison(s) ?

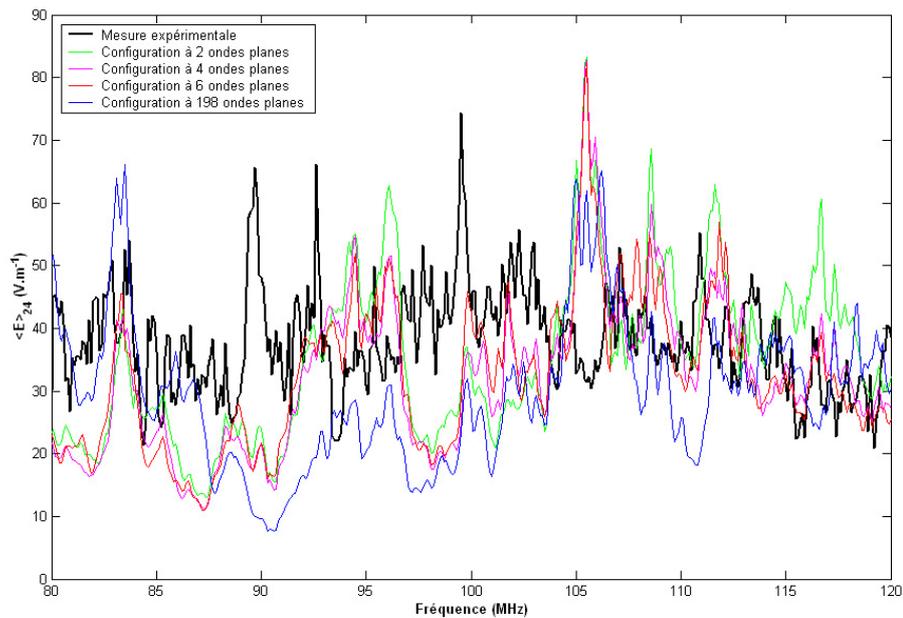


FIG. 5.5: Représentation de $\langle E \rangle_{24}$ pour différentes configurations d'excitation par ondes planes et pour la valeur expérimentale correspondante.

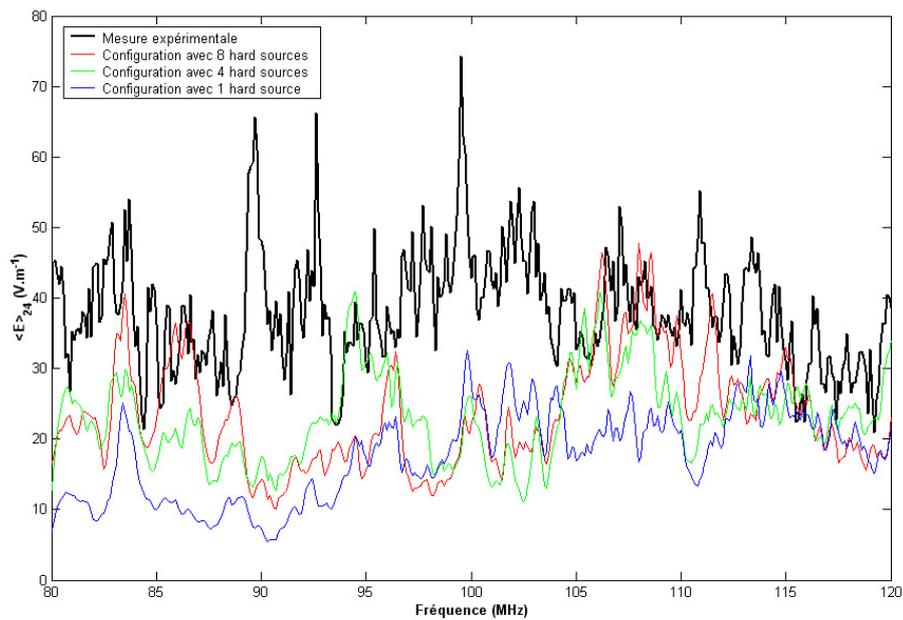


FIG. 5.6: Représentation de $\langle E \rangle_{24}$ pour différentes configurations d'excitation par sources ponctuelles et pour la valeur expérimentale correspondante.

Afin de répondre à cette question, nous allons formuler trois hypothèses susceptibles d'expliquer ces différences.

Hypothèse n°1 : le filtre intégrant les pertes n'est pas valide à basses fréquences

Comme nous l'avons vu lors de la section 4.1.2, plus la valeur du facteur de qualité est faible, plus le temps de descente de l'exponentielle du filtre symbolisant les pertes est court et donc, plus l'atténuation du signal temporel est rapide. Ainsi, aux basses fréquences pour lesquelles le facteur de qualité est théoriquement minimal, les nombres d'itérations contenant des descriptions non nulles des différents signaux temporels sont très restreints. Nous pouvons alors légitimement nous demander si l'application d'un filtre exponentiel très violent ne conserve pas uniquement le contenu «hautes fréquences» des signaux et ne nécessite pas la définition d'une fréquence minimale d'utilisation f_{min} . Si tel était le cas, ceci signifierait qu'en deçà de f_{min} , la durée effective du signal serait décrite par un nombre de périodes N_p trop faible pour garantir une quelconque stabilité lors de la détermination des coefficients de Fourier.

À partir des valeurs expérimentales du facteur de qualité, nous déterminons donc la valeur minimale de la quantité τ caractérisée par l'équation (Eq. 5.6), qui définit aussi bien le temps de descente de l'exponentielle du filtre modélisant les pertes (Eq. 4.11) que la constante de temps de la CRBM [72].

$$\tau(f) = \frac{Q(f)}{2.\pi.f} \quad (5.6)$$

D'après nos données de mesure, nous obtenons alors :

$$\min_f (\tau(f)) = \tau(90, 7.10^6) = 2, 07.10^{-7} s \quad (5.7)$$

Sachant que la durée d'observation associée T_{obs} avoisine $1,57.10^{-6}$ s, la description du signal temporel s'effectue au minimum sur 142 périodes. Comme l'illustre la figure (Fig. 5.7), cette valeur minimale de N_p s'avère largement suffisante pour garantir la stabilité des coefficients fréquentiels. Dans son manuscrit de thèse [56], F. Petit propose un autre critère déterminé de manière empirique permettant d'assurer la validité du filtre (Eq. 5.8) ; cette condition est également respectée.

$$T_{obs} > 5.\tau \quad (5.8)$$

En ce qui concerne le choix du facteur de qualité (issu de la moyenne simultanée sur les points de mesure et sur les pas de brasseur) ou la gamme fréquentielle d'observation (voisinage immédiat de f_s), rappelons que les figures (Fig. 5.5) et (Fig. 5.6) proposent des résultats correspondant aux circonstances les plus pénalisantes possibles. Ainsi, vu que nous venons de démontrer la parfaite validité

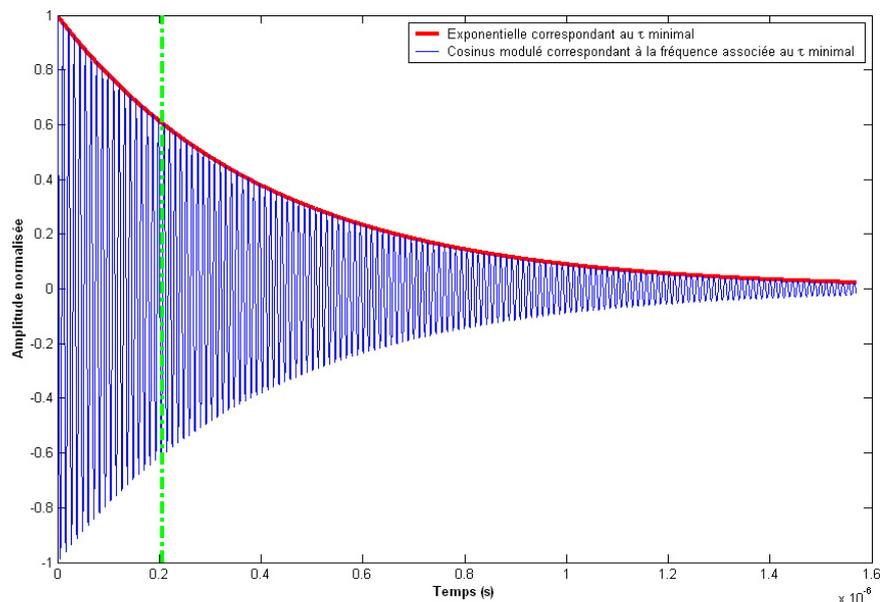


FIG. 5.7: Illustration du nombre minimal de périodes N_p utilisé lors du calcul des coefficients fréquentiels des signaux temporels avec pertes.

du filtre intégrant les pertes dans ces conditions, l'hypothèse n°1 est à rejeter pour tous les cas et ne permet nullement de justifier les différences d'amplitude existant entre les résultats provenant des deux types de sources numériques.

Hypothèse n°2 : le traitement fréquentiel ne s'effectue pas sur des signaux quasi-stationnaires

Afin de conserver l'intégralité des fréquences de résonance, nous appliquons de manière générale le filtre des pertes dès le début des signaux temporels, soit à $t = 0$: ainsi, nous préservons a priori les informations provenant des régimes stationnaires, mais également des régimes transitoires. Malheureusement, si le temps de descente de l'exponentielle est trop court, il est possible que le régime transitoire représente la partie prépondérante de l'information traitée ; cette hypothèse pourrait alors expliquer facilement l'influence du type de la source numérique sur les amplitudes des résultats finaux.

Pour que les champs électromagnétiques soient considérés comme établis au sein de la CRBM, il est nécessaire que le nombre de réflexions de la source sur les parois et sur les pales du brasseur soit suffisant pour que :

- chaque point de l'enceinte réagisse à l'excitation de la source émettrice,
- les valeurs de champ en chaque point soit le résultat d'une contribution directe des valeurs de tous les autres points.

Naturellement, le régime stationnaire intervient plus rapidement avec une excitation à ondes planes puisque les «pinces» des rayons incidents sont plus nombreux, plus larges et plus omnidirectionnels que dans le cas des sources ponctuelles. D'une manière plus imagée, nous pourrions dire que le «coloriage» de l'intégralité du volume de la CRBM est ainsi plus prompt. À titre d'illustration, la figure (Fig. 5.8) propose l'évolution temporelle d'une composante électrique de champ pour les deux types d'excitation en un point du volume utile. Sur la figure (Fig. 5.8.a), nous devinons très nettement les passages des premiers fronts d'ondes et l'augmentation progressive du nombre de réflexions (de part et d'autre des cercles représentés en rouge). Au contraire, sur la figure (Fig. 5.8.b), ce dernier étant déjà suffisamment élevé, les oscillations sont permanentes et hormis la phase d'amorçage, il n'existe aucun intervalle sur lequel le signal est strictement nul.

Remarque : *une augmentation du nombre de sources ponctuelles permet bien entendu de minimiser ce phénomène, mais comme nous le verrons dans la suite, cette opération pose d'autres difficultés.*

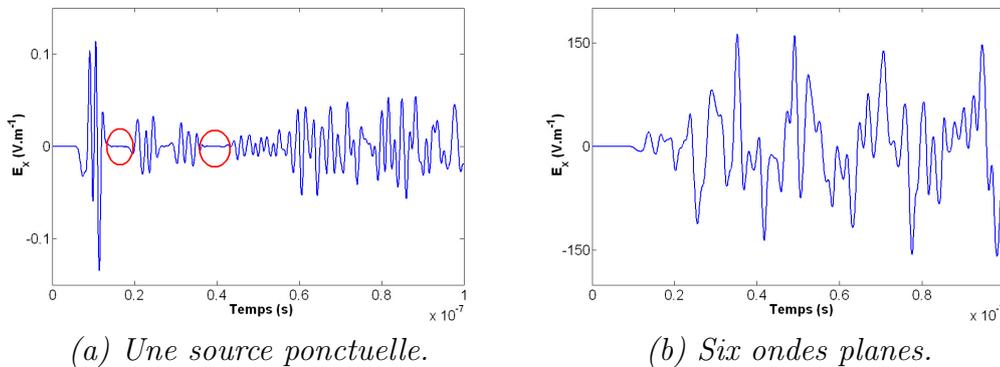
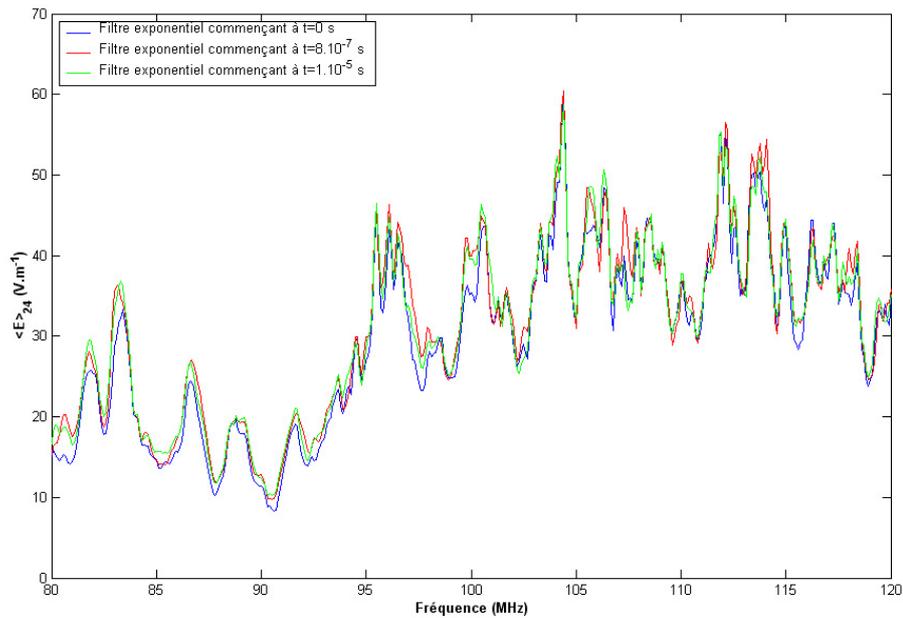


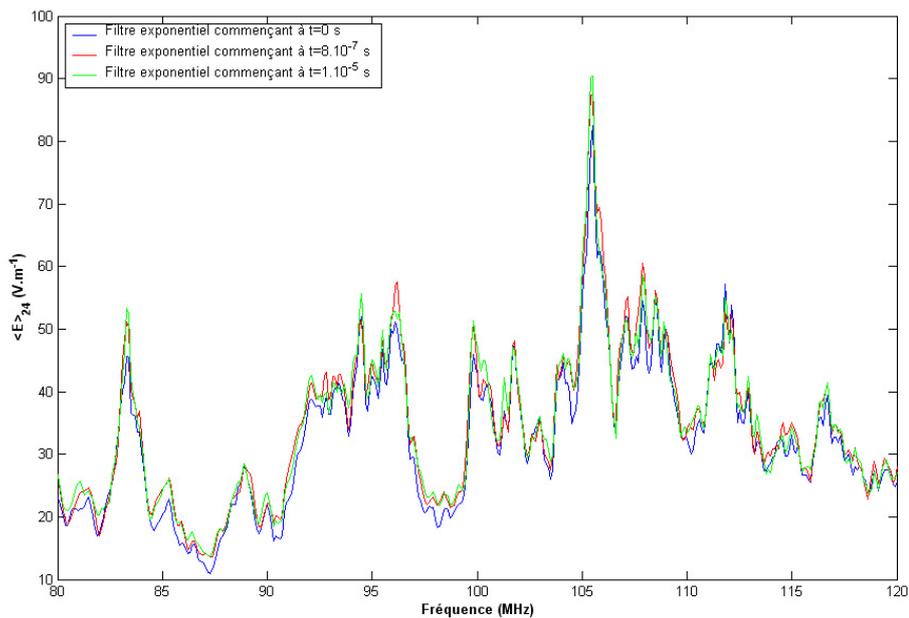
FIG. 5.8: Aspect temporel d'une composante électrique de champ en un point du volume utile avant la multiplication par la fenêtre temporelle permettant d'intégrer les pertes.

Donc, en résumé, l'hypothèse n°2 revient à considérer que pour au moins un des deux types d'excitation, les temps de descente de l'exponentielle du filtre sont trop courts aux basses fréquences pour permettre de traiter de manière significative la partie stationnaire des signaux temporels. Afin de valider ou de rejeter cette supposition, nous allons donc déplacer la fenêtre temporelle du filtre permettant l'intégration des pertes au-delà de la constante de temps maximale relative à la plage fréquentielle étudiée. Les résultats correspondants sont présentés sur les figures (Fig. 5.9.a) et (Fig. 5.9.b).

Sur chacune de ces figures, nous constatons que les courbes sont très similaires, tant sur les amplitudes que sur les variations. Sachant que notre test s'effectue au voisinage de f_s , nous pouvons donc conclure que d'une manière



(a) Cas d'une source ponctuelle.



(b) Cas de six ondes planes.

FIG. 5.9: Illustration de l'influence du positionnement temporel de la fenêtre rectangulaire d'observation sur $\langle E \rangle_{24}$.

générale, le positionnement de la fenêtre temporelle sur laquelle est appliqué le filtre modélisant les pertes n'influence pas les résultats finaux. Autrement dit, pour toutes les valeurs des constantes de temps de la CRBM du LASMEA, la durée de la fenêtre temporelle d'observation est suffisamment longue pour attribuer automatiquement aux différents signaux un caractère quasi-stationnaire, et ce, indépendamment du type de source utilisé. Nous pouvons donc désormais rejeter catégoriquement l'hypothèse n°2.

Hypothèse n°3 : la normalisation à un watt injecté n'est pas totalement valable

D'un point de vue expérimental, le caractère résonant de la CRBM et la continuité du signal injecté font que l'antenne d'émission est soumise à deux phénomènes distincts :

- un phénomène de recouplages qui traduit un retour du signal sur l'antenne d'émission suite aux multiples réflexions sur les parois et autres équipements de la cavité. Ceci génère donc une modification des courants au niveau de l'excitation, d'où une importante différence de forme entre ses diagrammes de rayonnement provenant respectivement de l'espace libre et de la CRBM.
- un phénomène de puissance réfléchi $P_{réfl}$ qui, suite aux recouplages, traduit une absorption d'énergie par l'antenne d'émission conformément au bilan de puissance suivant :

$$P_{ray} = P_{inj} - P_{réfl} \quad (5.9)$$

ou encore :

$$P_{ray} = \alpha \cdot P_{inj} \quad (5.10)$$

avec $\alpha = m \cdot \eta$ comme nous l'avons indiqué dans l'équation (Eq. 4.19).

En résumé, lors des essais expérimentaux, seule la puissance réfléchi par l'intermédiaire du paramètre α a un réel impact sur l'étape de normalisation. Mais, comme nous l'avons indiqué dans la section 4.3, son influence est parfaitement maîtrisée dans notre modélisation numérique puisque elle est prise en compte a posteriori via le facteur de qualité global qui intègre la quantité $Q_{antennes}$ définie par l'équation (Eq. 1.25). Donc, sachant que de plus le schéma FDTD est par définition non dissipatif, le phénomène de puissance réfléchi ne peut en aucun cas justifier l'hypothèse n°3. Donc, d'un point de vue numérique, et contrairement à l'aspect expérimental, seuls les recouplages sur l'antenne d'émission sont en mesure de fausser l'étape de normalisation. Mais est-ce réellement le cas ?

Numériquement, le recalage en puissance proposé à la section 4.3 est principalement basé sur une équivalence entre la puissance réellement injectée dans

la CRBM et la puissance totale rayonnée par la source dans une configuration d'espace libre. Autrement dit, nous supposons la véracité de l'expression ci-dessous :

$$(P_{inj})_{CRBM} = (P_{ray})_{CRBM} = (P_{ray})_{espace\ libre} \quad (5.11)$$

Sachant que l'excitation s'effectue sous une forme impulsionnelle, cette dernière égalité reste parfaitement valide si au sein de la cavité la source numérique a suffisamment de temps pour transmettre l'intégralité de sa puissance sans subir la moindre perturbation. En revanche, si dans la CRBM la source numérique essuie des recouplages avant d'avoir totalement fini d'émettre, l'évolution temporelle de la puissance rayonnée à travers la surface de Huygens sur laquelle s'exécute la conversion champs proches/champs lointains sera a priori différente de celle effectuée en espace libre. Si tel est le cas, cette différence se répercutera automatiquement dans le domaine fréquentiel. Donc, en présence de recouplages sur l'antenne d'émission, l'hypothèse n°3 revient à supposer que :

$$(P_{ray})_{CRBM} \neq (P_{ray})_{espace\ libre} \quad (5.12)$$

Compte tenu que le schéma FDTD n'a pas un caractère dissipatif et que les simulations numériques s'effectuent initialement sans aucune perte, l'énergie totale délivrée par la source numérique est toujours identique entre les configurations en espace libre et en CRBM. Autrement dit, les relations suivantes sont constamment valables :

$$\int_t (P_{ray})_{CRBM} dt = \int_t (P_{ray})_{espace\ libre} dt \quad (5.13)$$

$$\int_f (P_{ray})_{CRBM} df = \int_f (P_{ray})_{espace\ libre} df \quad (5.14)$$

Suite à cette remarque, l'hypothèse n°3 revient finalement à considérer que les recouplages sur l'antenne d'émission jouent simplement un rôle de pondération sur les puissances déterminées en espace libre, ce qui peut se formuler sous la forme ci-dessous :

$$\begin{cases} (P_{ray})_{CRBM}(f) = \eta'(f) \cdot (P_{ray})_{espace\ libre}(f) \\ \int_f \eta' df = \int_f 1 df \end{cases} \quad (5.15)$$

Afin de confirmer ou de rejeter cette hypothèse, nous allons donc effectuer pour chacun des deux types de sources numériques un calcul de puissance en insérant au voisinage immédiat de l'excitation des plaques métalliques parfaitement conductrices pour simuler grossièrement l'interaction des parois de la CRBM.

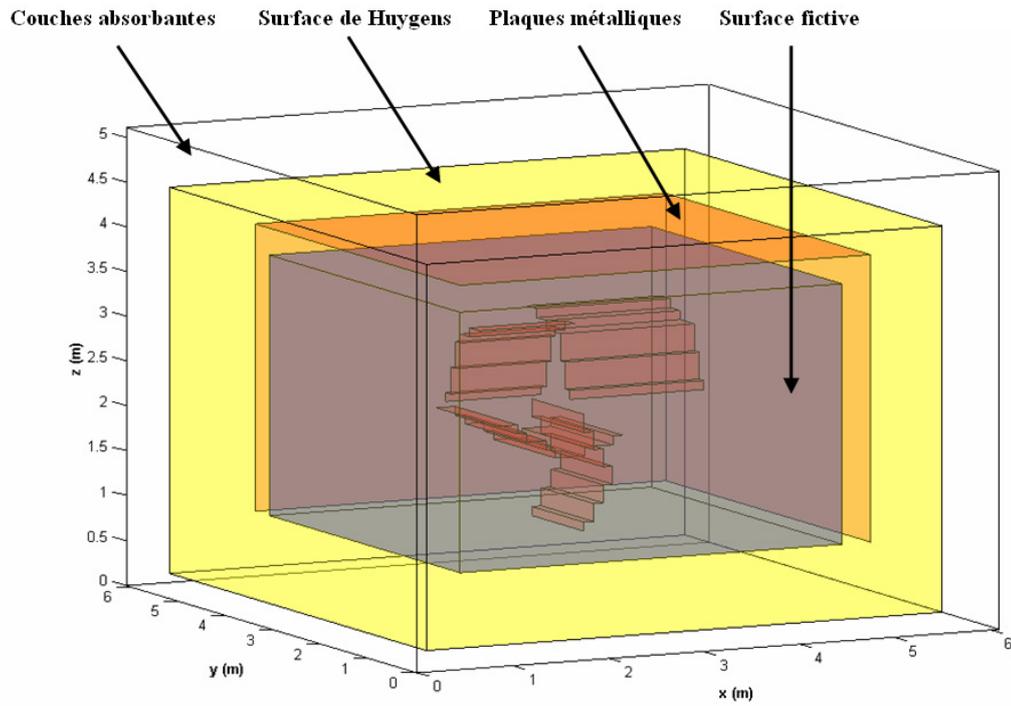


FIG. 5.10: Exemple de configurations pour une estimation de $(P_{ray})_{CRBM}$.

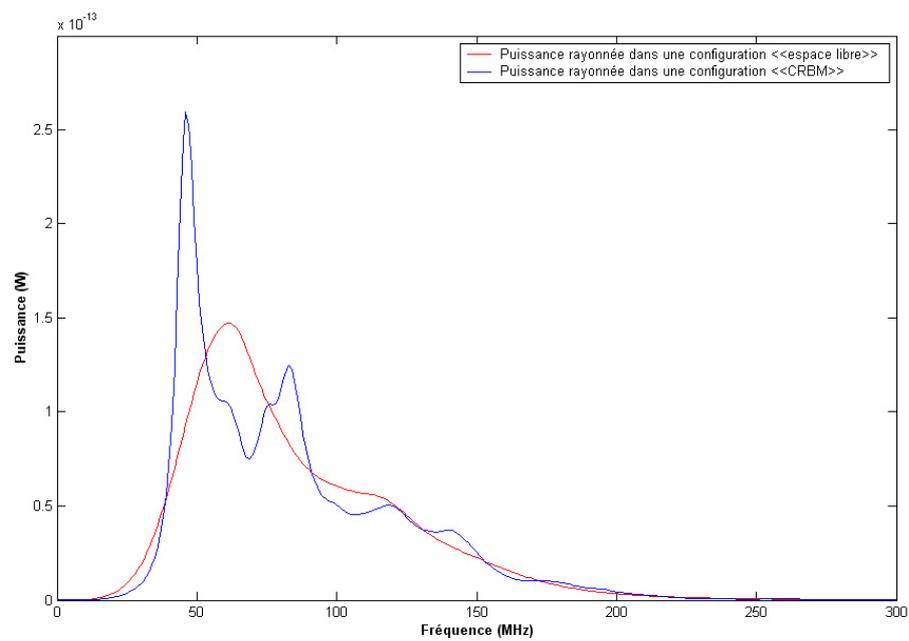


FIG. 5.11: Exemple de comparaison entre les puissances $(P_{ray})_{CRBM}$ et $(P_{ray})_{espace\ libre}$.

Considérons tout d'abord les excitations à ondes planes. Comme l'illustre la figure (Fig. 5.10), nous insérons par exemple trois plaques métalliques entre la surface fictive et la surface de Huygens, puis nous calculons la puissance totale rayonnée à l'aide de l'équation (Eq. 4.20). La figure (Fig. 5.11) s'assimile alors à un exemple de comparaison entre $(P_{ray})_{CRBM}$ et $(P_{ray})_{espace\ libre}$. Sur cette figure, nous constatons clairement une modification de la puissance totale rayonnée par la source numérique suite aux recouplages prématurés et devinons facilement la conservation d'énergie en observant les aires définies par les deux courbes.

Ainsi, l'hypothèse n°3 est parfaitement valide. La présence de recouplages sur l'antenne d'émission fait que la normalisation ne s'effectue plus réellement pour un watt injecté, mais pour $\frac{1}{\eta'}$ watt injecté. Ceci permet alors de justifier parfaitement les sur-évaluations ou les sous-évaluations locales de la quantité $\langle \vec{E} \rangle_{24}$ apparaissant sur les figures (Fig. 5.5) et (Fig. 5.6).

Une évaluation exacte du paramètre η' paraît difficilement envisageable car lors du calcul de puissance rayonnée, et contrairement aux couches PMLs, la surface de Huygens ne doit pas théoriquement être interceptée par une plaque métallique. Autrement dit, dans un calcul de puissance, les parois de la cavité sont obligatoirement modélisées à l'aide de plaques aux dimensions finies ; le délai nécessaire au rayonnement total d'une excitation par ondes planes étant relativement long et les diagrammes de rayonnement associés très hétéroclites suivant la fréquence considérée, cette approximation introduit alors inévitablement une erreur lors de la détermination de η' . De plus, sachant que les recouplages sur la source sont inévitables en raison de la proximité de la surface fictive et des parois de la cavité, la solution consistant à exciter la cavité à l'aide d'ondes planes diffractées par le brasseur de modes peut difficilement être envisagée dans le cas de la modélisation numérique de la CRBM du LASMEA.

Les sources ponctuelles permettent quant à elles de s'affranchir de nombreuses contraintes inhérentes à l'utilisation d'ondes planes. Outre des temps de calcul beaucoup plus avantageux, elles se révèlent tout d'abord plus mobiles au sein de la cavité puisque leur position ne dépend pas directement d'un équipement de la CRBM et leur volume d'injection d'énergie est très faible. De plus, pour un profil temporel donné, comparativement aux autres moyens d'excitation disponibles, le délai nécessaire à leur rayonnement total est sans contestation l'un des plus brefs. Grâce à ces deux caractéristiques essentielles, protéger complètement les sources ponctuelles de tout recouplage prématuré semble a priori très simple.

Pour limiter simultanément l'influence des recouplages sur l'antenne d'émission et le temps de calcul lié à la détermination de la puissance rayonnée, nous devons donc imposer à notre source l'impulsion la plus brève possible ; notons que cette opération permet également de minimiser le niveau de coupure n_c

ce qui garantit une maximisation de la conservation de puissance incidente sur toute la gamme fréquentielle d'étude. Comme nous l'avons évoqué lors de la section 4.4.1, pour une raison associée à l'échantillonnage du profil temporel, la génération de la gaussienne s'effectue au minimum sur cinquante itérations et ce, indépendamment de la discrétisation spatiale choisie. Par la suite, nous fixerons donc sa largeur à mi-hauteur σ de manière à ce qu'elle corresponde systématiquement à la borne inférieure définie par cette dernière contrainte.

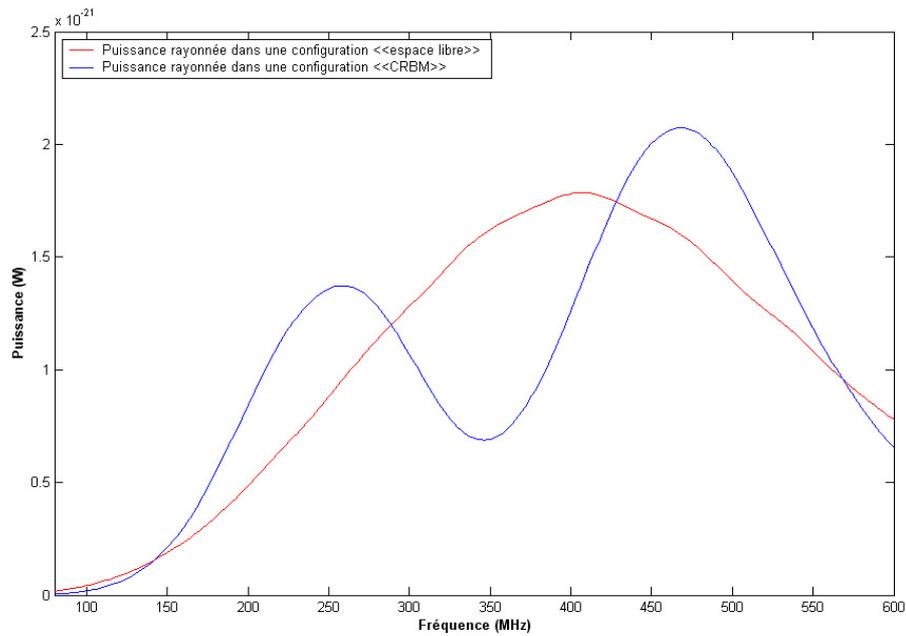
Ainsi, dans le cas d'une discrétisation spatiale très fine, le positionnement de la source excitatrice s'avère très facile : en effet, si nous considérons par exemple des cellules de Yee d'un centimètre de côté, il suffit de la positionner au moins à 25 cm de toute structure diffractante pour garantir l'absence de recouplages, et donc par conséquent l'égalité $\eta' = 1$.

En revanche, dans le cas de discrétisations plus grossières, il devient impossible de s'affranchir de ce phénomène de recouplages sur la source numérique : suite à un raisonnement analogue au précédent, une discrétisation spatiale de 10 cm impliquerait effectivement d'isoler la source excitatrice à 2,5 m de tout autre objet diffractant, or la hauteur de la CRBM du LASMEA mesure seulement 3,5 m... Compte tenu que pour chaque fréquence le diagramme de rayonnement d'une source ponctuelle s'assimile à un tore relativement régulier (cf section 4.4.1), la solution que nous proposons consiste à exploiter les caractéristiques géométriques des coins de la CRBM. En effet, si nous positionnons la source numérique au voisinage d'une intersection de trois parois de la CRBM, cette opération nous permet :

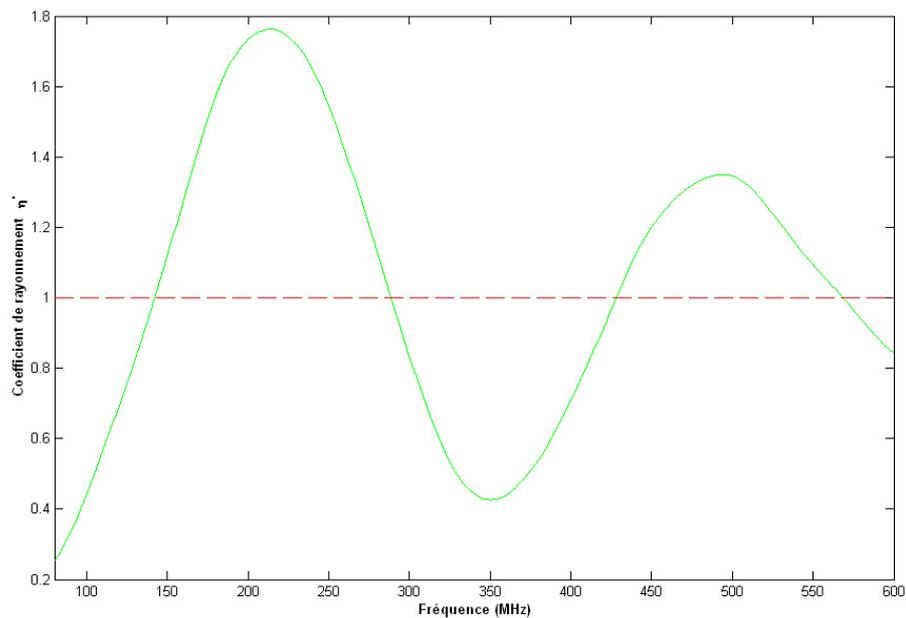
- de réduire l'origine des recouplages sur la source numérique aux seules parois de la CRBM,
- de limiter au maximum les aires des parois sur lesquelles ont lieu les premières réflexions.

Contrairement aux cas des ondes planes, ces deux propriétés justifient alors pleinement la validité d'une détermination de η' suite à un calcul de puissance incluant des portions de parois.

La figure (Fig. 5.12.a) représente ainsi les puissances rayonnées par une source ponctuelle pour des exemples de configurations en «espace libre» et en «CRBM». Quant à la figure (Fig. 5.12.b), elle découle directement des résultats de la figure précédente puisqu'elle montre l'évolution fréquentielle du rapport de $(P_{ray})_{CRBM}$ sur $(P_{ray})_{espace\ libre}$, ce qui correspond d'après l'équation (Eq. 5.15) à l'efficacité de rayonnement η' . Nous constatons clairement que ce coefficient η' oscille de manière non négligeable autour de la ligne rouge symbolisant l'absence de modifications de la puissance rayonnée suite aux recouplages ; il est donc impératif de considérer ce phénomène pour espérer réaliser un quelconque recalage en puissance entre les résultats numériques et expérimentaux. Enfin, la forme du rayonnement d'une source ponctuelle placée dans un coin de la CRBM illustrée par la figure (Fig. 5.13) est conforme à nos attentes puisqu'elle



(a) Variation fréquentielle des puissances $(P_{ray})_{CRBM}$ et $(P_{ray})_{espace\ libre}$.



(b) Variation fréquentielle du coefficient de rayonnement η' .

FIG. 5.12: Illustration du processus de détermination du coefficient η' pour une source ponctuelle placée dans un coin de la CRBM dans le cas d'une discrétisation spatiale de 5 cm.

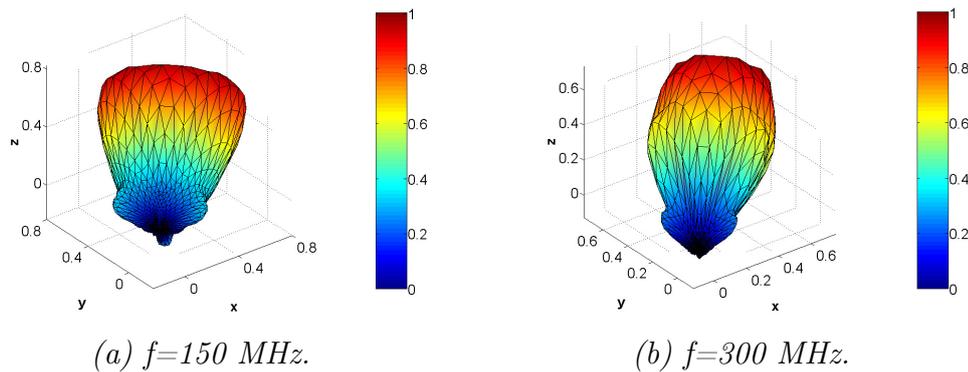


FIG. 5.13: *Illustration du rayonnement d'une source ponctuelle placée dans un coin de la CRBM.*

met bien en évidence le rôle des plaques métalliques et respecte les contraintes de symétrie tridimensionnelle du coin.

Bilan

En raison de temps de calcul beaucoup plus avantageux et de délais de rayonnement plus courts permettant une meilleure gestion de l'influence des recouplages ainsi qu'une plus grande flexibilité au niveau du positionnement spatial, **nous privilégierons donc par la suite la source ponctuelle comme type d'excitation dans une CRBM.** De plus, ce choix associé à un raffinement spatial nous permettra également d'intégrer l'influence du mât vertical dans nos simulations numériques : en effet, comme nous l'avons rappelé dans la section 4.4.2, la surface fictive sur laquelle sont générées les ondes planes n'autorise aucune intersection avec un objet métallique sous peine d'engendrer une divergence du schéma numérique.

Complément d'informations

Maintenant que nous avons décidé d'utiliser la source ponctuelle comme moyen d'excitation, nous allons préciser dans ce complément si le type de la source («hard»/«soft») a un réel impact sur les résultats finaux et si l'usage de plusieurs sources présente un quelconque intérêt.

Lorsque l'excitation numérique de la CRBM s'effectue par l'intermédiaire d'une seule source ponctuelle ne subissant aucun retour de puissance avant d'avoir totalement dissipé son énergie, les résultats respectivement obtenus à l'aide d'une «soft» source ou d'une «hard» source limitée dans le temps peuvent être considérés comme parfaitement identiques (les petits écarts proviennent essentiellement du phénomène de troncature numérique). En cas de forts recouplages sur l'antenne d'émission, une différence un peu plus importante que précédemment apparaît, mais elle reste cependant infinitésimale. Cette concordance

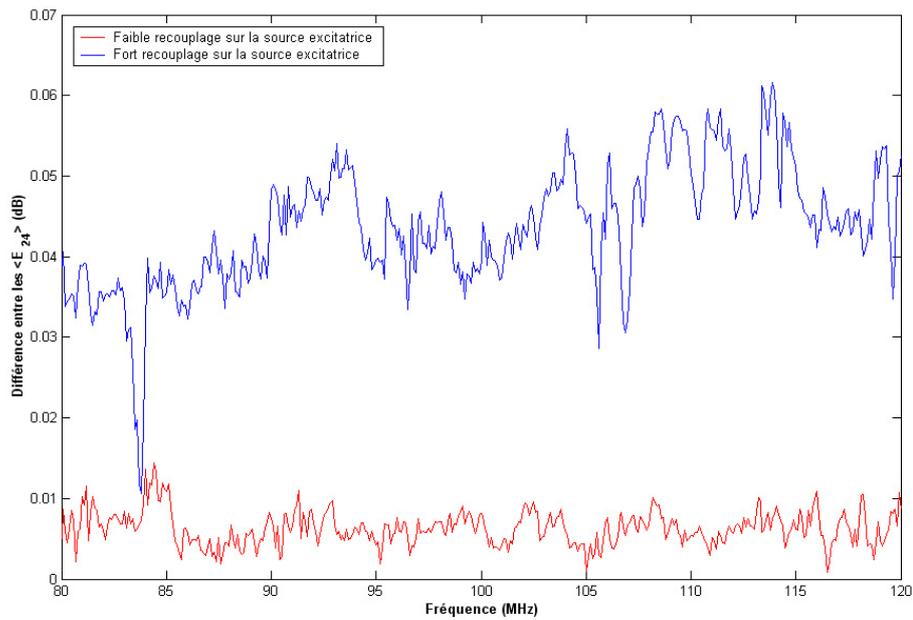


FIG. 5.14: Exemple d'écart en décibels entre des $\langle E \rangle_{24}$ issus de configurations utilisant respectivement une «soft» source et une «hard» source.

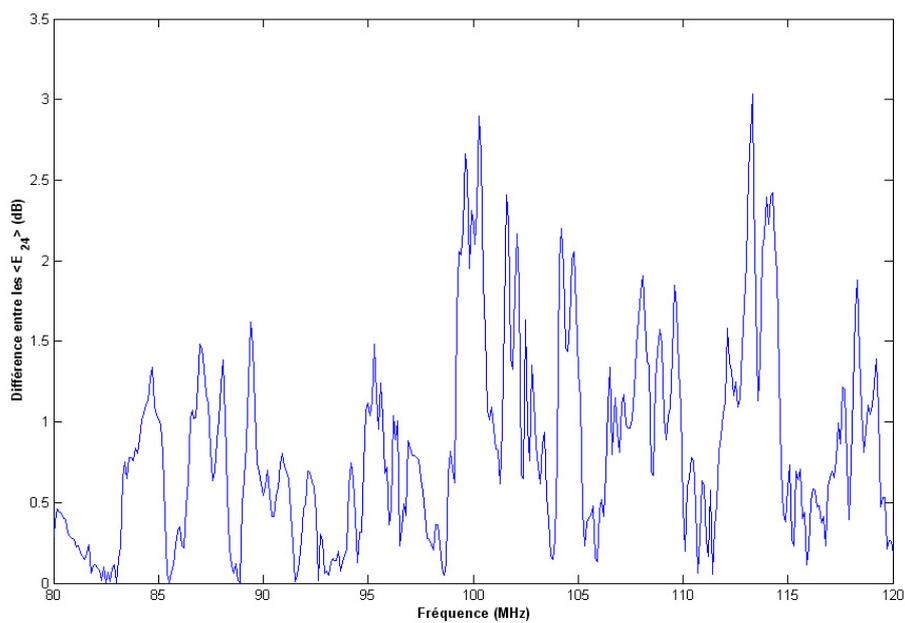


FIG. 5.15: Exemple d'écart en décibels entre des $\langle E \rangle_{24}$ issus de configurations utilisant respectivement 4 «soft» sources et 4 «hard» sources.

s'explique par une prise en compte correcte du paramètre η' qui se trouve néanmoins grandement facilitée par la faible durée de l'impulsion temporelle. Donc, si nous utilisons une seule source ponctuelle, le choix «soft» source/«hard» source n'a nullement d'importance (Fig. 5.14).

Cette dernière conclusion s'avère généralement fautive lorsque l'excitation de la CRBM est composée de plusieurs sources ponctuelles (Fig. 5.15) car il devient beaucoup plus difficile d'intégrer correctement le coefficient η' . En effet, le calcul de puissance associé permet bien de considérer les interactions des sources entre elles, mais le délai nécessaire au rayonnement total global étant beaucoup plus long, les origines des recouplages ne sont plus seulement limitées à certaines portions des parois : en effet, il devient alors impossible de quantifier la contribution exacte du brasseur de modes ou d'éventuels équipements sur la valeur du paramètre η' . Sachant que de plus les temps de calcul nécessaires à la détermination de la puissance rayonnée sont dans ce cas beaucoup plus importants que pour une seule source ponctuelle, l'utilisation de plusieurs sources ne s'avère absolument pas bénéfique, bien au contraire.

5.2.3 Choix du facteur de qualité

Maintenant que le type de la source numérique à utiliser est sélectionné et que la puissance numérique injectée dans la CRBM est parfaitement maîtrisée, nous devons désormais choisir la valeur que nous attribuerons au facteur de qualité (Eq. 1.22) parmi les valeurs suivantes :

- Q_1 : valeur moyennée sur l'ensemble des points de mesure et moyennée sur une révolution complète du brasseur,
- Q_2 : valeur moyennée sur l'ensemble des points de mesure et maximisée sur une révolution complète du brasseur,
- Q_3 : valeur théorique déterminée à partir de l'équation (Eq. 1.23),
- Q_4 : valeur maximisée sur l'ensemble des points de mesure et moyennée sur une révolution complète du brasseur,
- Q_5 : valeur maximisée sur l'ensemble des points de mesure et maximisée sur une révolution complète du brasseur.

Pour ce faire, la comparaison des amplitudes des champs expérimentaux et numériques permettra d'orienter le choix du facteur de qualité. Les résultats obtenus pour le protocole n°2 sont représentés sur la figure (Fig. 5.16).

Sur cette dernière figure, nous constatons clairement que les valeurs numériques de champ déterminées à l'aide du facteur de qualité théorique Q_3 sont beaucoup trop élevées par rapport aux valeurs de mesures. Sachant que la quantité Q_3 majore toutes les valeurs du facteur de qualité issues de mesures expérimentales (Fig. 4.3), ce résultat n'a donc rien de surprenant. En effet, la quantité Q_3 sous-évalue les pertes réelles de la cavité et donc les amplitudes de champs

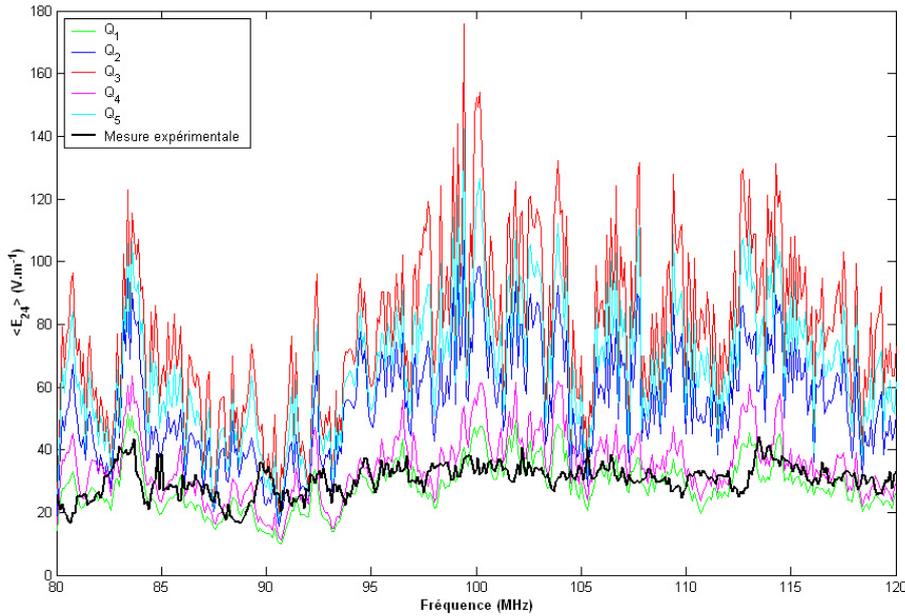


FIG. 5.16: Représentation de $\langle E \rangle_{24}$ pour différents traitements possibles des valeurs expérimentales de Q suivant le protocole n°2.

sont sur-évaluées. Dans des proportions légèrement moindres, les conclusions s'avèrent identiques pour les quantités Q_2 et Q_5 , autrement dit pour les valeurs provenant d'une maximisation sur une révolution de brasseur. Notons également que ces deux derniers paramètres ont des valeurs beaucoup plus fortes que Q_4 puisque la recherche des maxima s'effectue parmi des échantillons de tailles beaucoup plus importantes (51 contre 8). D'après le protocole de mesures de puissance (cf section 4.1.2), la distribution statistique du facteur de qualité est identique que ce soit en fonction des points de mesure ou en fonction des pas de brasseur ; donc logiquement, plus un échantillon est grand, plus il a de chances de contenir un maximum important. Ainsi, si le paramètre Q_4 avait été caractérisé par un nombre plus important de points de mesure, sa valeur aurait sans aucun doute convergé vers Q_2 afin de respecter le principe d'ergodicité.

Même en ignorant cette dernière remarque, la figure (Fig. 5.16) semble indiquer que le facteur de qualité réel de la CRBM s'assimile a priori davantage au paramètre Q_1 que Q_4 , c'est-à-dire à une moyenne simultanée sur les points de mesure et sur les pas de brasseur. Ceci n'est pas très surprenant car n'oublions pas que pour des raisons pratiques, chaque mesure de puissance permettant de déterminer une valeur du facteur de qualité expérimental ne s'effectue que pour une orientation unique et aléatoire de l'antenne de réception placée de manière arbitraire au sein du volume utile (cf section 4.1.2). Donc, sachant que les valeurs de puissance reçue sont très disparates suivant la disposition de

l'antenne, il paraît hasardeux de considérer une valeur issue d'une maximisation comme seule référence.

Donc, d'une manière générale, nous préconisons l'utilisation de la quantité Q_1 comme meilleure estimation du facteur de qualité réel de la CRBM.

Afin de réduire la marge d'erreur associée à cette dernière, il serait nécessaire d'effectuer des mesures de puissance reçue pour de très nombreuses positions de l'antenne de réception pour améliorer la stabilité et la représentativité de la valeur moyenne finale. Malheureusement, les délais requis nous ont empêché de réaliser cette étude... Donc, dans une configuration telle que la nôtre où les populations de mesures du facteur de qualité sont de tailles relativement modestes et contiennent des valeurs très disparates, il est préférable de privilégier la médiane à la moyenne : en effet, cette opération permet de nous affranchir d'une influence trop marquée des valeurs extrêmes dont la fiabilité peut facilement être mise en doute...

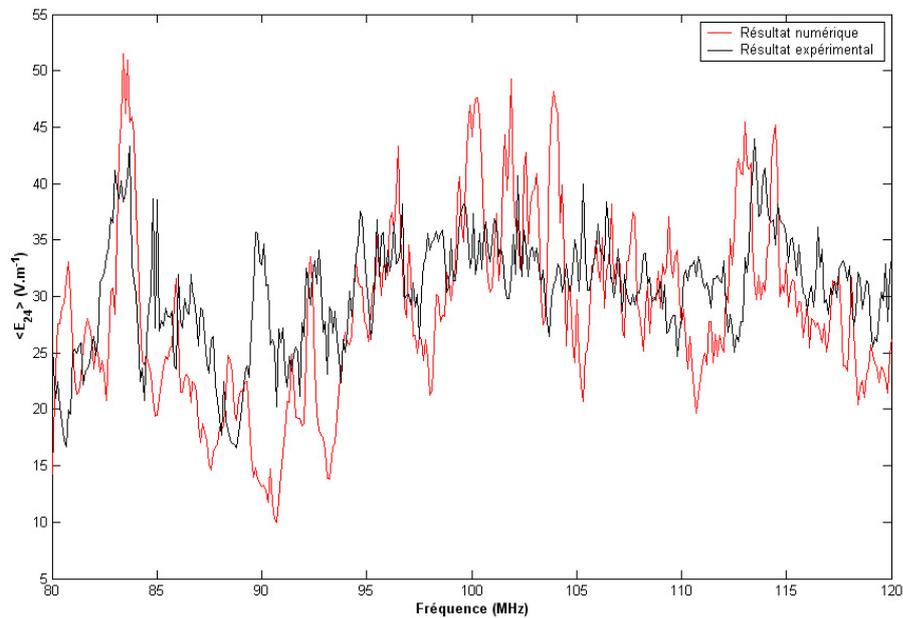


FIG. 5.17: *Comparaison suivant le protocole n°2 des $\langle E \rangle_{24}$ correspondant respectivement aux résultats de notre modèle numérique final et de l'expérimentation.*

Néanmoins, le résultat numérique final illustré par la figure (Fig. 5.17) s'avère très satisfaisant tant sur le recalage en amplitude que sur l'aspect variationnel. Sa qualité est d'autant plus surprenante que nous considérons des maxima sur une révolution de brasseur avec un maillage grossier qui n'autorise pas encore

l'intégration du mât vertical et limite fortement la discrétisation (aussi bien surfacique qu'angulaire) des pales du brasseur !

5.3 Comparatif numérique avec le code fréquentiel FEKO®

Dans cette section, vu que notre modèle numérique est désormais complet, nous proposons de nous intéresser aux cartographies du champ électrique au sein du volume utile pour des positions fixes du brasseur de modes. Compte tenu du fait qu'il nous est impossible d'obtenir ce style de résultats expérimentalement, nous utiliserons donc le logiciel commercial fréquentiel FEKO®.

La première difficulté pour une telle comparaison concerne la source d'excitation. En effet, dans le domaine fréquentiel et contrairement au domaine temporel, l'émission s'effectue de manière continue ce qui implique fatalement des recouplages sur la source excitatrice. Cependant, le logiciel FEKO® est capable de nous fournir lors de chaque simulation la valeur du facteur d'efficacité de rayonnement de l'antenne émettrice η définie dans la section 4.3. De plus, il permet également d'ajuster la puissance réellement active à un watt. Ainsi, la différence du mode d'excitation (continu/impulsionnel) entre les simulations fréquentielles et temporelles n'est finalement pas gênante.

Sachant que notre code FDTD ne permet pas encore la prise en compte de sous-maillages locaux, il nous est actuellement impossible en raison d'un problème d'échelle de considérer simultanément l'antenne log-périodique et l'ensemble du volume de la CRBM. Donc, vu que nous considérons uniquement des positions fixes du brasseur, nous utiliserons dans les deux types de simulation une source analogue : il s'agira d'une source ponctuelle s'apparentant à un dipôle de Hertz électrique. En effet, sous réserve de respecter le critère d'iso-puissance rayonnée, rappelons que les résultats sont statistiquement indépendants du type de l'excitation, mais uniquement sur une révolution complète du brasseur.

La seconde difficulté se rapporte à l'intégration des pertes réelles de la CRBM dans la simulation fréquentielle.

Aux basses fréquences, l'intégration des pertes liées aux parois et aux pales du brasseur ne posent pas de véritables difficultés : dans ce cas, les pertes globales de la CRBM étant essentiellement provoquées par les antennes, nous pouvons nous contenter d'approximer les conductivités des différents matériaux par leurs conductivités théoriques précisées dans la section 1.5. Au contraire, pour des fréquences plus élevées, les pertes liées aux parois ainsi qu'à d'éventuels équipements deviennent majoritaires et cette approximation peut alors se révéler préjudiciable : en effet, comme nous l'avons évoqué lors de la section 4.1, F. Moglie a démontré qu'une faible variation de conductivité pouvait

être à l'origine de fortes perturbations sur les résultats finaux [51]. Suite à une procédure itérative, il faut alors caractériser la valeur de ce paramètre avec beaucoup de précision pour espérer se recaler en amplitude avec les mesures expérimentales. Afin de nous affranchir de cette contrainte, nous réaliserons notre comparaison dans une configuration basses fréquences.

Les pertes associées à l'antenne d'émission s'avèrent quant à elles beaucoup plus difficiles à gérer puisque leur insertion nécessite la connaissance préalable de l'efficacité de rayonnement de l'antenne. En effet, il est indispensable de prendre en compte la puissance réfléchie sur l'antenne d'émission pour pouvoir déterminer correctement le facteur multiplicatif reliant la puissance totale rayonnée et la puissance injectée. Le logiciel FEKO[®] nous permettant d'ajuster la puissance rayonnée à un watt, nous obtenons donc d'après l'équation (Eq. 4.19) la relation suivante :

$$P_{inj} = \frac{1}{m.\eta} \quad (5.16)$$

Sachant que les valeurs du facteur de qualité de la CRBM sont déterminées à partir de mesures réalisées à partir d'une antenne log-périodique, nous devons impérativement estimer l'efficacité de rayonnement de cette **seule et même** antenne dans un environnement analogue aux conditions expérimentales. Pour ce faire, nous utiliserons un maillage entièrement réalisé par S. Girard, qui retranscrit toutes les caractéristiques géométriques et matérielles de l'antenne log-périodique utilisée (Fig. 5.18).

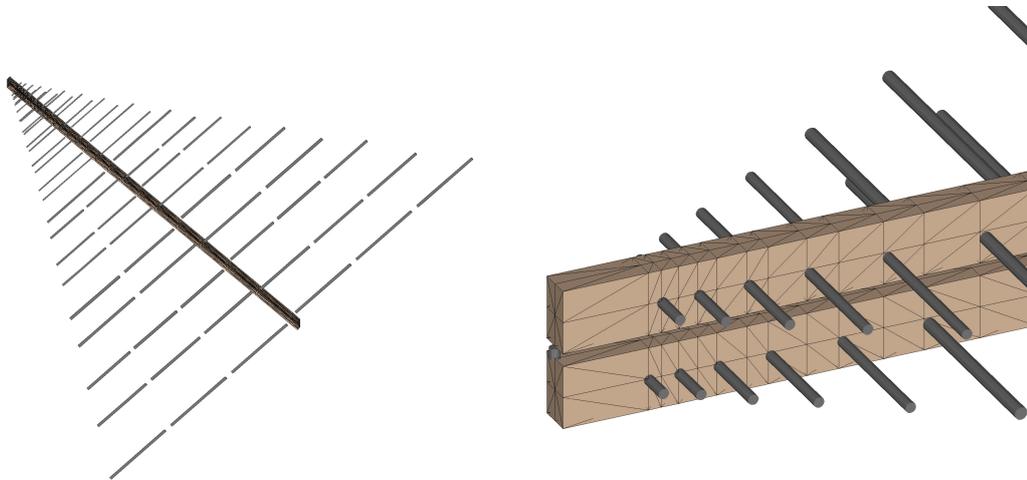


FIG. 5.18: Maillage FEKO[®] de l'antenne log-périodique.

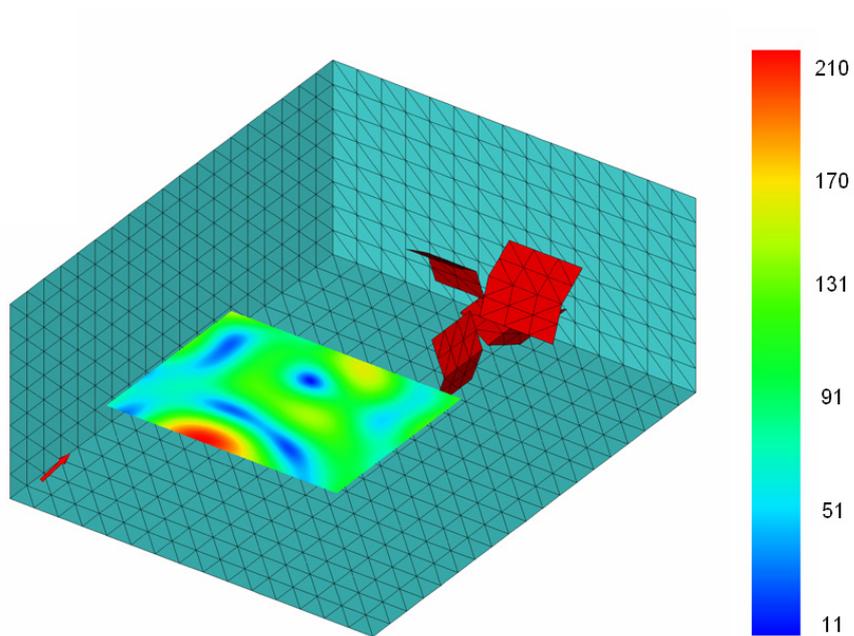
Maintenant que le protocole de comparaison entre notre code FDTD et le logiciel FEKO® est établi, illustrons nos propos par un exemple concret. Posons comme référence la cartographie du champ électrique total relevé sur une coupe horizontale du grand volume utile, et ce, à 110 MHz.

Les figures (Fig. 5.19.a) et (Fig. 5.19.b) récapitulent les configurations géométriques utilisées par les deux types de simulations et les positions des différents éléments au sein de la CRBM. Les niveaux de champs indiqués correspondent bien aux amplitudes «brutes» à la sortie de chacun des codes, mais aucune conclusion n'est envisageable sans une normalisation de ces résultats par rapport à la puissance injectée.

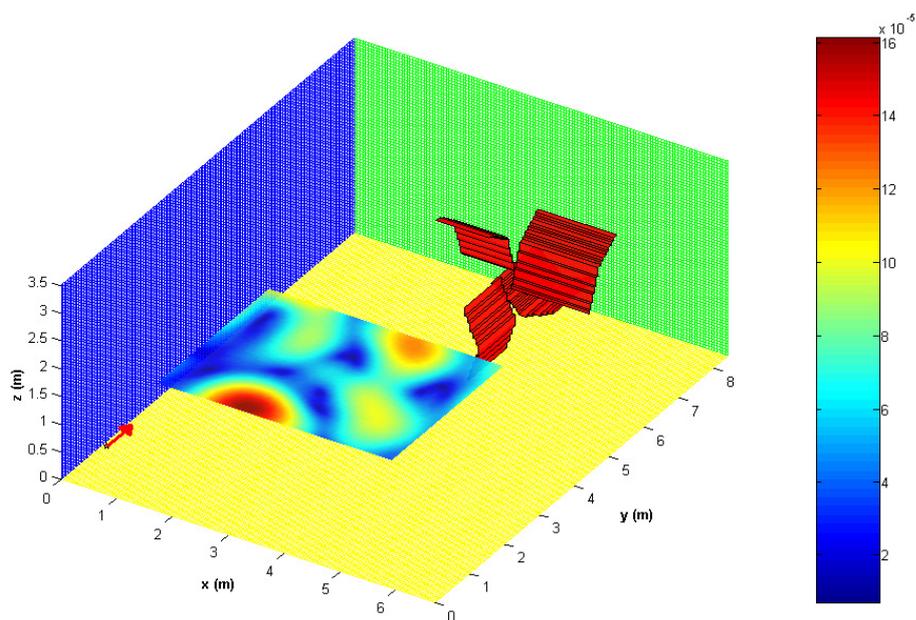
Concernant le code FDTD, il suffit simplement de diviser les solutions transmises par la racine carrée de la puissance rayonnée par la source excitatrice dans une configuration «CRBM» (cf section 5.2.2). Quant au logiciel FEKO®, il faut bien comprendre que les amplitudes de champ indiquées sur la figure (Fig. 5.19.a) correspondent à des niveaux pour lesquels la puissance totale rayonnée par le dipôle électrique vaut un watt. Donc, sachant qu'à 110 MHz le logiciel FEKO® attribue à l'antenne log-périodique une efficacité totale de rayonnement d'environ 5%, nous pouvons désormais utiliser la relation (Eq. 5.16) pour intégrer directement les pertes de l'antenne d'émission dans notre simulation fréquentielle.

Les résultats obtenus à l'aide des deux codes sont représentés sur les figures (Fig. 5.20.a) et (Fig. 5.20.b). Au regard de ces deux figures et malgré des échelles de couleurs légèrement différentes, nous pouvons dire que les répartitions du champ électrique total sont sensiblement similaires et que les principales caractéristiques sont conservées. Les quelques différences de formes traduisent simplement l'influence de la variation géométrique du brasseur existant entre des maillages conformes ou non. Enfin, dans la simulation fréquentielle, n'oublions pas que les conductivités des matériaux ont été directement établies à partir des conductivités théoriques ; ainsi, cette imprécision vis-à-vis des valeurs réelles peut expliquer en partie le très léger décalage au niveau des amplitudes. Mais, malgré ces quelques imperfections réciproques, la comparaison entre les résultats fournis par ces deux méthodes numériques est globalement satisfaisante, et ce, aussi bien en terme de répartition de champ que d'amplitude.

Remarque : *d'un point de vue de pratique, l'insertion des pertes réelles de la cavité et le recalage en puissance s'avèrent beaucoup plus aisés à effectuer dans une simulation temporelle. En effet, le caractère impulsionnel de l'excitation numérique permet de rattacher directement l'impact d'éventuels recouplages sur l'antenne à la puissance numérique injectée, ce qui nous permet de décorrélér totalement la prise en compte de la puissance injectée de l'intégration des pertes liées à l'antenne ; c'est d'ailleurs de cette propriété essentielle que découle le droit de pouvoir considérer les pertes de manière globale.*

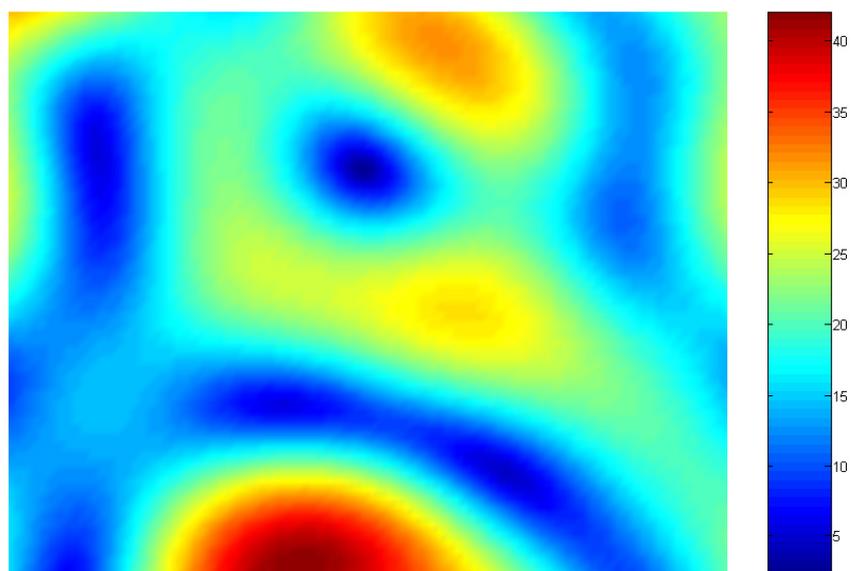


(a) Avec le code fréquentiel FEKO®.

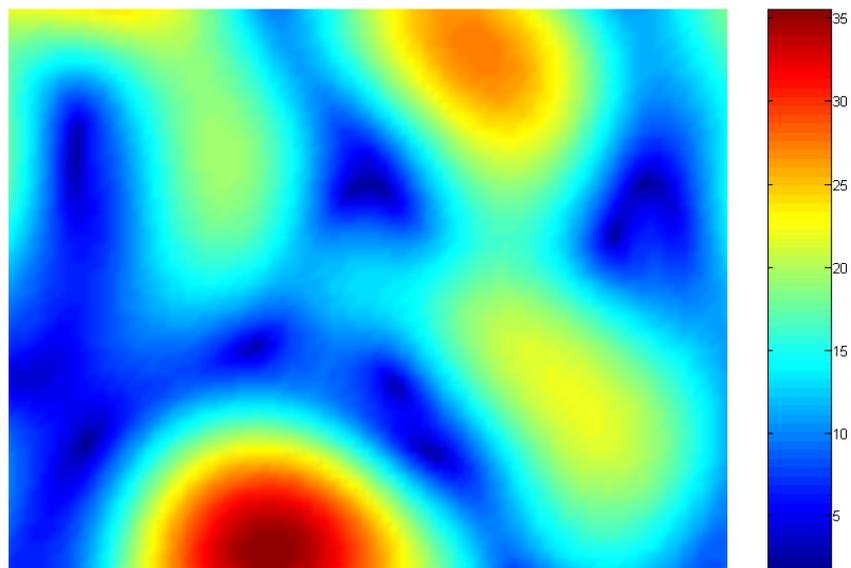


(b) Avec le code FDTD du LASMEA.

FIG. 5.19: Illustration de la modélisation numérique de la CRBM du LASMEA pour chacun des deux types de codes.



(a) Avec le code fréquentiel FEKO®.



(b) Avec le code FDTD du LASMEA.

FIG. 5.20: Cartographie du champ électrique total (en $V.m^{-1}$) normalisé à un watt réalisée sur une coupe horizontale du grand volume utile à 110 MHz.

Maintenant que nous avons prouvé que les méthodes temporelles et fréquentielles simulant le comportement réel d'une CRBM proposent des résultats équivalents, comparons rapidement les temps de calcul nécessaires à la détermination de ces plans de coupe fréquentiels pour une position fixe du brasseur. Avec une discrétisation spatiale de cinq centimètres et en $\frac{\lambda}{10}$, le code FDTD permet l'obtention des plans de coupe de toutes les fréquences comprises entre 0 et 600 MHz par pas de 100 kHz en 5 h 45 mn. Les délais requis par le logiciel FEKO[®] avec une discrétisation spatiale en $\frac{\lambda}{6}$ sont récapitulés dans le tableau (Tab. 5.3).

Fréquence (MHz)	Nombre de triangles	Temps de calcul
80	1288	40 s
100	2032	1 mn 20 s
150	4380	6 mn 04 s
180	6228	14 mn 17 s
200	7572	26 mn 58 s
300	16940	> 12 h
600	65820	> 48 h

TAB. 5.3: Récapitulatif des temps de calcul requis par le logiciel FEKO[®] lors de la modélisation complète de la CRBM du LASMEA pour une discrétisation spatiale en $\frac{\lambda}{6}$.

À la suite de cette brève comparaison et conformément au bilan initialement établi lors de la section 2.2, notre méthode temporelle nous paraît généralement beaucoup plus efficace et adaptée. De plus, afin de pouvoir exploiter ne serait-ce que les critères normatifs, les simulations numériques doivent fournir une exploration fréquentielle atteignant au moins la fin du régime «quasi-réverbérant» de la CRBM, soit approximativement $5.f_s$. Or sur un PC disposant de deux gigaoctets de mémoire vive, le logiciel FEKO[®] présente des problèmes d'allocation mémoire dès 200 MHz !

5.4 Comparaison suivant les critères normatifs

Maintenant que toutes les étapes et tous les paramètres de notre modélisation sont parfaitement déterminés, nous allons confronter les résultats numériques ainsi obtenus aux résultats expérimentaux en nous basant dans un premier temps sur les critères normatifs.

Afin d'améliorer la représentation de la géométrie du brasseur et de pouvoir effectuer une étude à des fréquences plus élevées, nos simulations s'effectueront désormais avec des discrétisations spatiale et temporelle de respectivement 5 cm et $8,66 \cdot 10^{-11}$ s (soit une fréquence maximale supportée par le maillage

Fréquence (MHz)	Facteur de qualité	Nombre d'itérations	IEC 61000-4-21	RTCA/DO-160	Nombre de mesures utilisées pour la détermination de Q
80,00	143	24845	51 pas de brasseur	60 pas de brasseur	948
84,00	337	55953			
88,20	179	28292			
92,61	299	44976			
97,24	199	28456			
102,10	303	41359			
107,21	534	69391			
112,57	424	52490			
118,20	358	42172			
124,11	412	46220			
130,31	363	38783			
136,83	443	45080			
143,67	1010	97973			
150,85	812	75007			
158,39	688	60536			
166,31	1124	94164			
174,63	885	70649			
183,36	1009	76693			
192,53	1012	73285			
202,16	1363	93938			
212,26	1177	77257			
222,88	1264	79024			
234,02	1531	91153	18 pas de brasseur	684	
245,72	1685	95550			
258,01	2097	113301			
270,91	1504	77379			
284,45	1917	93909			
298,68	2141	99890			
313,61	1755	77998			
329,29	2986	126405			
345,76	2583	104113			
363,04	3707	142335			
381,20	3376	123423	36 pas de brasseur	468	
400,26	3655	127258			
420,27	4341	143969			
441,28	4247	134138			
463,35	4287	128948			
486,51	3794	108703			
510,84	5082	138653			
536,38	5067	131665			
563,20	5752	142353			
591,36	5082	119775			12 pas de brasseur

TAB. 5.4: Indication de l'évolution fréquentielle du paramètre Q_1 et du nombre d'itérations N_{id} pour la CRBM du LASMEA.

de 600 MHz). Grâce à cette opération de raffinement de maillage, les décrochements des pales du brasseur de modes seront suffisamment discrétisés pour permettre l'intégration du mât vertical ; compte tenu des dimensions du diamètre de ce dernier, nous préférons l'assimiler à un tube métallique à section carrée plutôt qu'à un fil mince.

Pour chacune des fréquences préconisées par les normes, le tableau (Tab. 5.4) indique la valeur «finale» du facteur de qualité expérimental, ainsi que le nombre de mesures de puissance que nous avons considéré pour estimer ce paramètre Q_1 . Il précise également le nombre d'itérations nécessaire au post-traitement (rappelons que cette quantité est déterminée à partir de l'équation (Eq. 4.17)).

Suite à la lecture de ce dernier et afin de limiter la durée de nos simulations numériques, nous ne traiterons pas le cas de la norme RTCA/DO-160 ; une autre motivation de ce choix est aussi une volonté de notre part d'associer un intervalle de confiance à certains de nos résultats, opération qui comme nous le verrons dans le paragraphe suivant requiert davantage d'itérations.

Dans le cadre de notre comparaison expérimental/numérique, l'évolution fréquentielle du champ $\langle \vec{E} \rangle_{24}$ défini par la norme IEC 61000-4-21 est représentée sur la figure (Fig. 5.21). Compte tenu du fait que les valeurs de puissance mesurées sont garanties à trois décibels près, nous pouvons alors répercuter cette marge d'erreur sur les valeurs du paramètre Q_1 afin de déterminer pour les résultats numériques une zone de confiance dans laquelle doivent se situer normalement chacune des valeurs expérimentales ; ce gabarit correspondra à la ceinture blanche présente au centre de la figure (Fig. 5.21).

En analysant cette figure, nous constatons que l'analogie entre les résultats numériques et expérimentaux est d'une manière générale satisfaisante, voire spectaculaire en dessous de 300 MHz. Au-delà de cette fréquence, la concordance des deux courbes se détériore légèrement et cette dégradation peut s'expliquer essentiellement par trois raisons :

- les valeurs du paramètre Q_1 sont beaucoup moins précises puisqu'elles sont déterminées à partir d'une population de mesures plus faible (cf Tab. 5.4),
- les longueurs d'ondes associées à ces fréquences sont moins bien échantillonnées (par exemple, les discrétisations spatiales s'effectuent respectivement en $\frac{\lambda}{20}$ et $\frac{\lambda}{10}$ pour 300 MHz et 600 MHz),
- la dispersion du schéma FDTD s'accroît avec la fréquence.

Néanmoins, pour quasiment l'intégralité des fréquences, la courbe correspondant aux résultats expérimentaux est contenue dans notre gabarit à 3 dB ; autrement dit, en supposant que l'évolution du facteur de qualité de la CRBM en fonction de la fréquence ait été préalablement caractérisée, les mesures seraient tout à fait conformes aux prévisions que proposerait notre modélisation numérique.

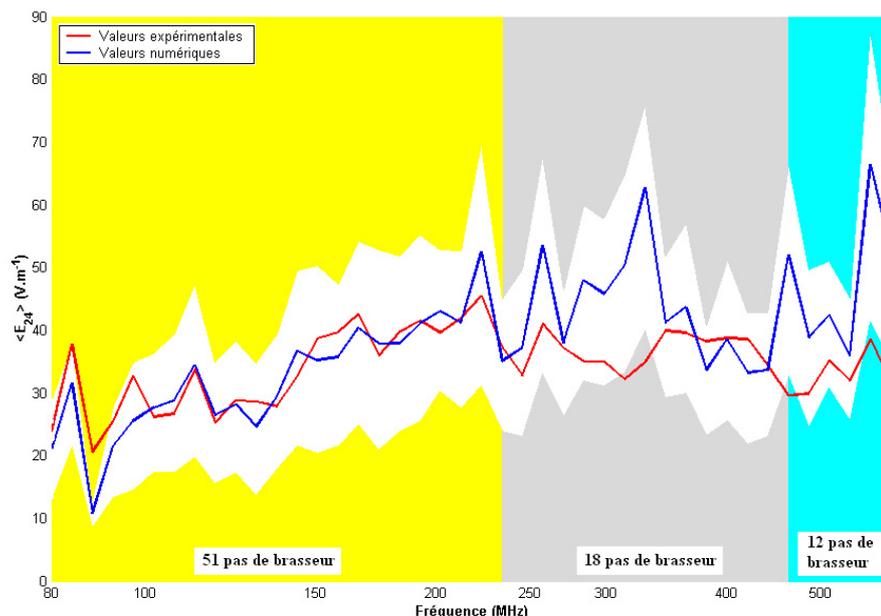


FIG. 5.21: Comparaison suivant le protocole de la norme IEC 61000-4-21 des $\langle E \rangle_{24}$ correspondant respectivement aux résultats de notre modèle numérique final et de l'expérimentation sur la plage [80 MHz ; 600 MHz].

À présent, afin d'étendre le domaine de validité de notre représentation numérique, intéressons-nous à la caractérisation des critères d'homogénéité et d'isotropie décrits dans la norme IEC 61000-4-21. Les résultats associés à la CRBM du LASMEA apparaissent sur la figure (Fig. 5.22).

Sur cette figure, nous constatons que chacun des écart-types, aussi bien numérique qu'expérimental, respecte le gabarit imposé par la norme étudiée (la zone de rejet associée est coloriée en jaune). Autrement dit, dans notre cas, les figures (Fig. 5.22.a), (Fig. 5.22.b) et (Fig. 5.22.c) permettent de garantir l'homogénéité des champs au sens de la norme IEC 61000-4-21 dès la fréquence minimale d'utilisation de la CRBM. Suivant un raisonnement similaire, la figure (Fig. 5.22.d) confirme à son tour l'isotropie du champ au sein du volume utile pour chacune des deux configurations.

Mais si nous étudions les courbes de la figure (Fig. 5.22) de manière plus approfondie, nous pouvons également préciser que les variations tout comme les amplitudes des écart-types déterminés à partir de valeurs expérimentales sont très proches de celles calculées numériquement, et ce, sur toute la gamme de fréquences étudiée.

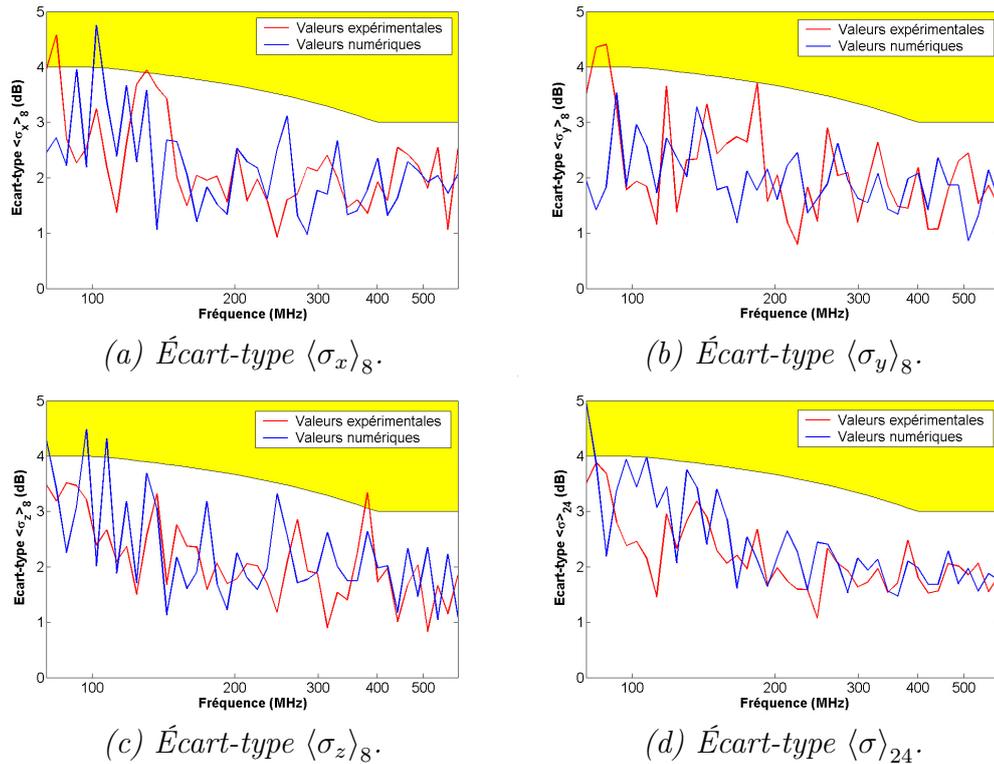


FIG. 5.22: Comparaison suivant le protocole de la norme IEC 61000-4-21 des écart-types correspondant respectivement aux résultats de notre modèle numérique final et de l'expérimentation sur la plage [80 MHz; 600 MHz].

Les résultats présentés au cours de cette section permettent de valider totalement la fiabilité de notre représentation numérique. En revanche, étant donné que d'une manière générale les critères statistiques sont plus contraignants que les tests normatifs, en sera-t-il de même pour les conclusions concernant l'homogénéité et l'isotropie des champs? Ce sera l'objet de la section suivante.

5.5 Comparaison suivant les critères statistiques

Afin d'appliquer aux résultats expérimentaux et numériques les tests statistiques définis lors de la section 1.3.2, nous allons considérer pour les deux configurations dix-sept points de mesure situés dans le grand volume utile et au moins cinquante et une positions angulaires. Cependant, nous sommes parfaitement conscients que ce nombre est insuffisant (le facteur limitant est bien entendu le manque de données expérimentales) pour établir une quelconque conclusion définitive. Néanmoins, cette étude devrait nous permettre de dégager certaines informations concernant notamment le choix du niveau de confiance $(1 - \alpha)$ ou encore le comportement du test de l'écart-type modifié par rapport à celui du test de l'écart-type classique. Pour ce faire, nous nous limiterons uniquement à l'étude du critère d'homogénéité.

Pour les deux types de résultats, la première étape du traitement statistique consiste à assurer l'indépendance de nos échantillons. Pour ce faire, nous déterminons pour chaque fréquence l'angle de non-corrélation caractérisé par l'inégalité (Eq. 1.39). En réitérant ce procédé sur toute la gamme de fréquences considérée, nous obtenons ainsi l'évolution fréquentielle de l'angle de non-corrélation, donc par conséquent celle du nombre d'échantillons indépendants sur une révolution complète du brasseur de modes.

La figure (Fig. 5.23) représente un exemple de l'évolution fréquentielle du nombre d'échantillons linéairement indépendants pour quatre positions. Conformément à la théorie, nous constatons que cette quantité augmente avec la fréquence, ce qui traduit indirectement l'élévation de la densité de modes.

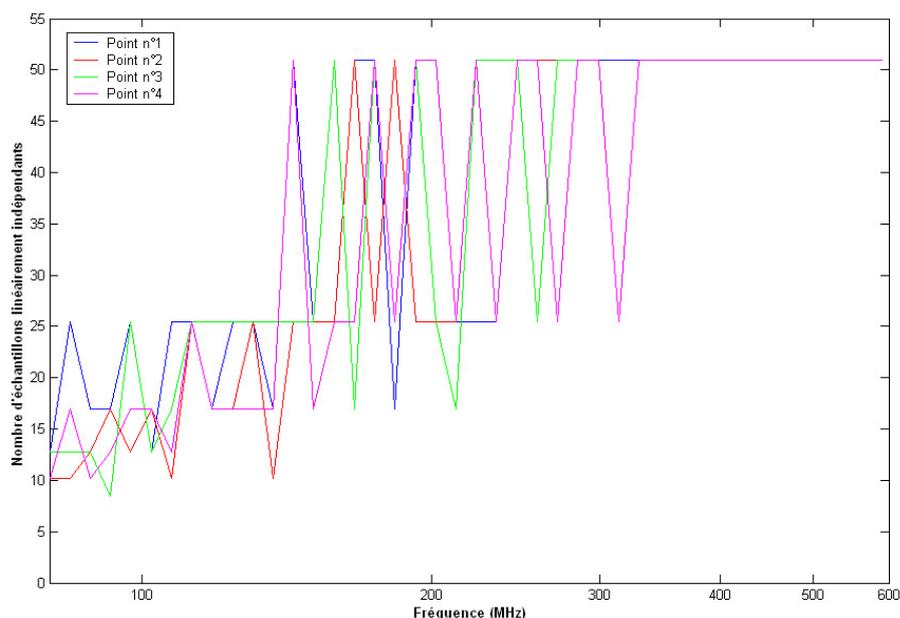


FIG. 5.23: Exemple d'évolution fréquentielle du nombre d'échantillons linéairement indépendants obtenus numériquement pour 4 positions spatiales distinctes et pour 51 positions angulaires du brasseur.

Maintenant que nous avons évalué pour chaque fréquence le nombre d'échantillons linéairement indépendants, sous réserve de respecter les prescriptions d'échantillonnage en vigueur (au minimum douze éléments), nous pouvons déterminer les CDFs associées et par conséquent les paramètres caractéristiques de chacun des tests statistiques. Un exemple obtenu numériquement est proposé sur la figure (Fig. 5.24) ; la différence des nombres d'échantillons indépendants entre les fréquences 80 MHz et 563 MHz est également clairement visible.

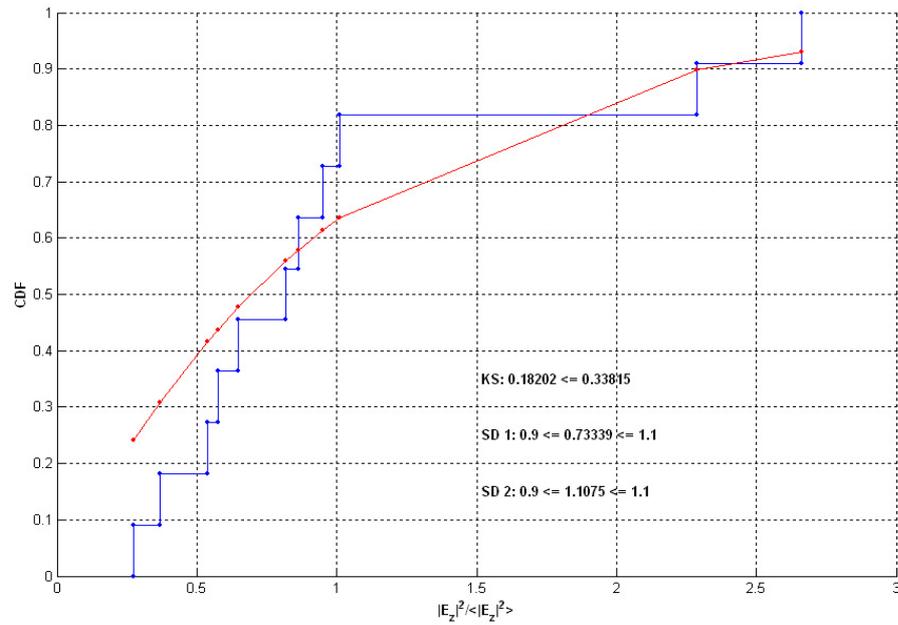
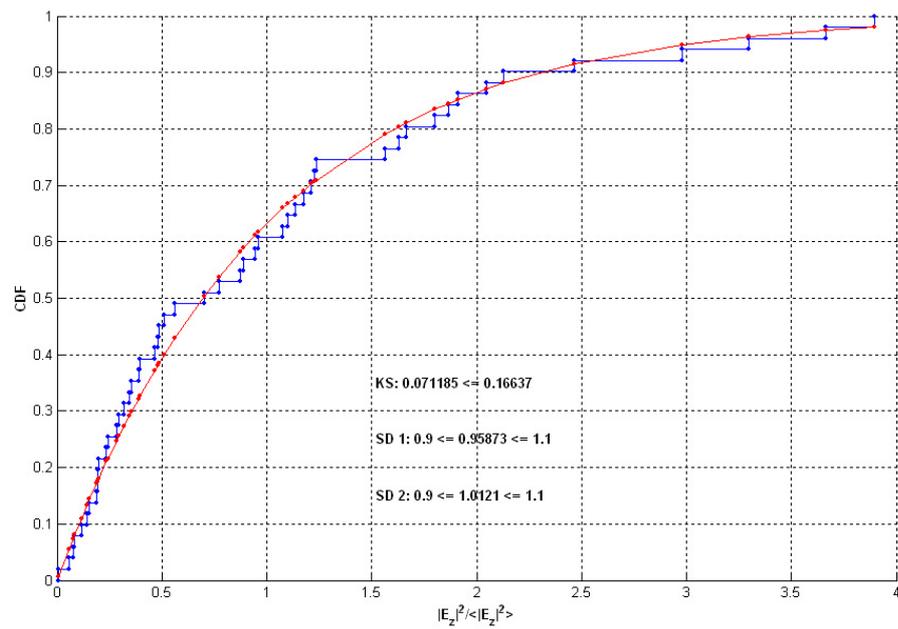
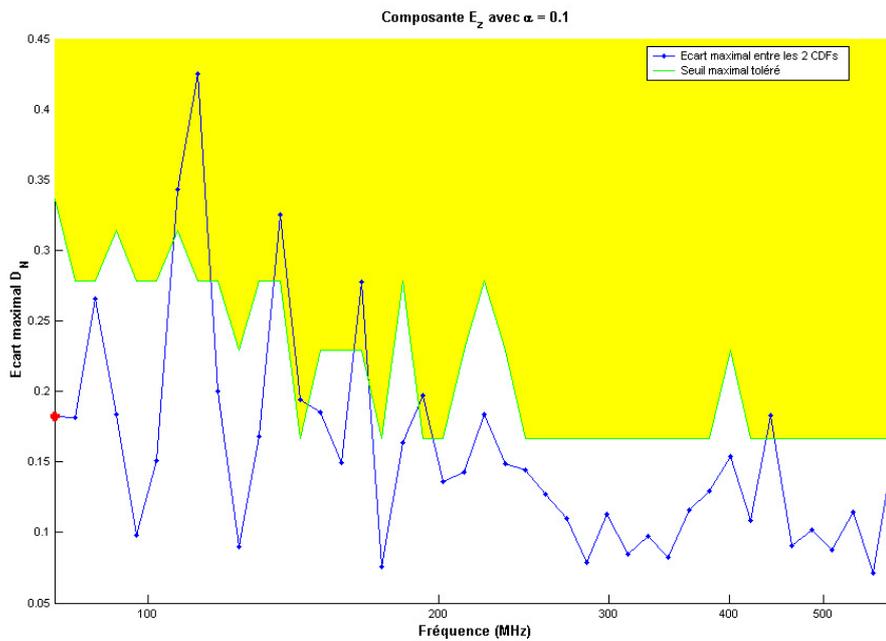
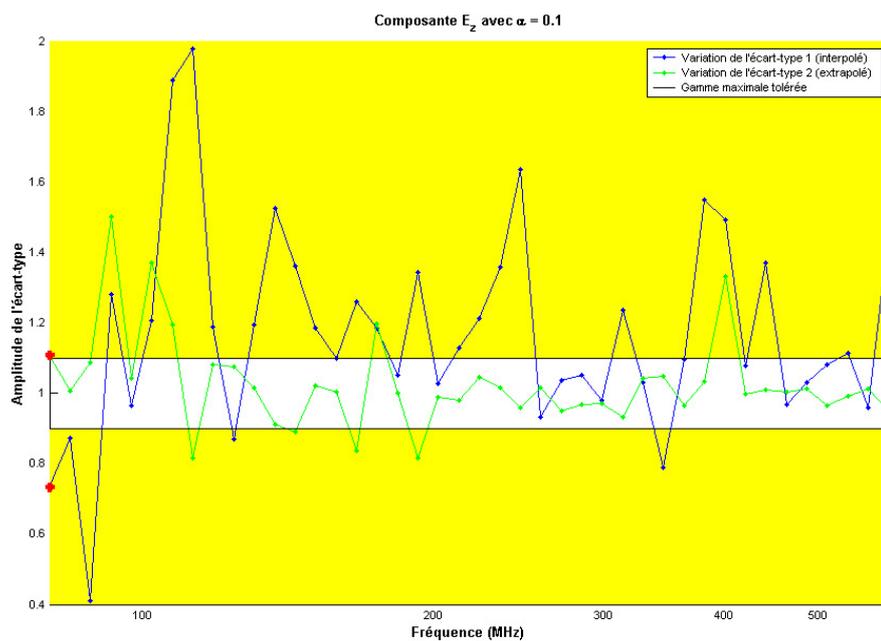
(a) $f = 80$ MHz.(b) $f = 563$ MHz.

FIG. 5.24: Exemples de CDFs obtenues numériquement pour un des dix-sept points spatiaux et affichage des résultats des différents tests statistiques correspondants réalisés avec un pourcentage de confiance de 90%.



(a) Test de Kolmogorov-Smirnov.



(b) Tests des écart-types.

FIG. 5.25: Illustration de l'application des différents tests statistiques associés à la configuration traitée sur la figure précédente.

La figure (Fig. 5.25) correspond simplement à une extension de la figure (Fig. 5.24) : effectivement, toujours pour le même point et la même composante de champ, elle illustre les variations fréquentielles des paramètres des différents tests caractéristiques sur toute la bande de fréquences étudiée, et non à fréquence fixe. Enfin, précisons que les puces rouges indiquent un nombre d'échantillons indépendants trop faible (i.e. inférieur à douze) ce qui nous empêche alors d'accorder un crédit suffisant à la valeur correspondante.

Afin de pouvoir extraire un maximum d'enseignements, nous décidons de considérer les résultats des différents tests statistiques sous la forme d'un taux de réussite sur l'intégralité des points de mesure ; nous supposons qu'un test est positif lorsque son taux de réussite est supérieur à 80%. Dans un premier temps, nous ne considérerons que les valeurs de champ issues des simulations numériques. Les résultats correspondants apparaissent sur les figures (Fig. 5.26), (Fig. 5.27) et (Fig. 5.28).

Lorsque nous analysons simultanément ces trois figures, nous retrouvons les propriétés évoquées dans le bilan de la section 1.3.2. En effet, nous constatons qu'un accroissement du paramètre α conduit à :

- une diminution des taux de réussite pour le test du KS,
- une augmentation des taux de réussite pour les tests d'écart-types.

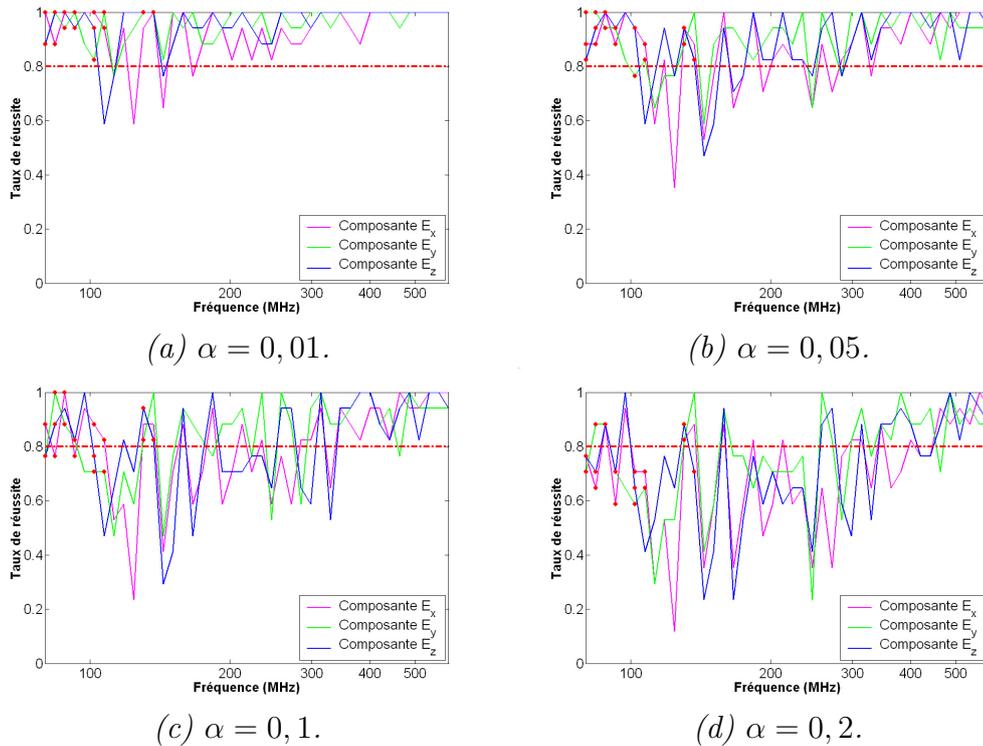


FIG. 5.26: Application du TRKS aux résultats numériques.

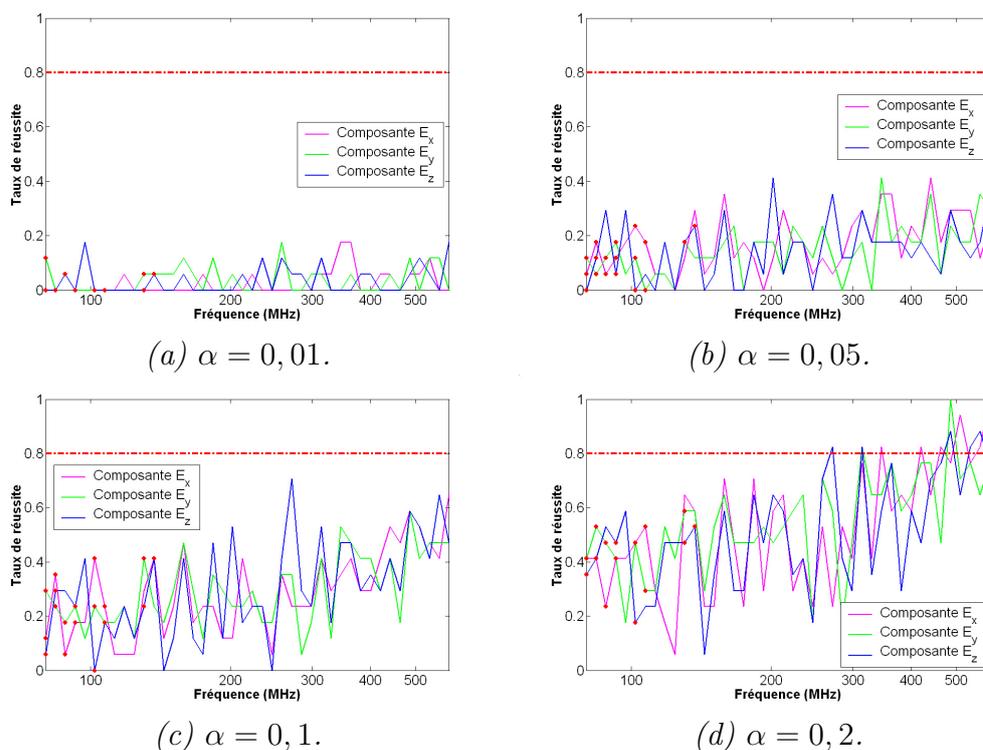


FIG. 5.27: Taux de réussite du test SD1 appliqué aux résultats numériques.

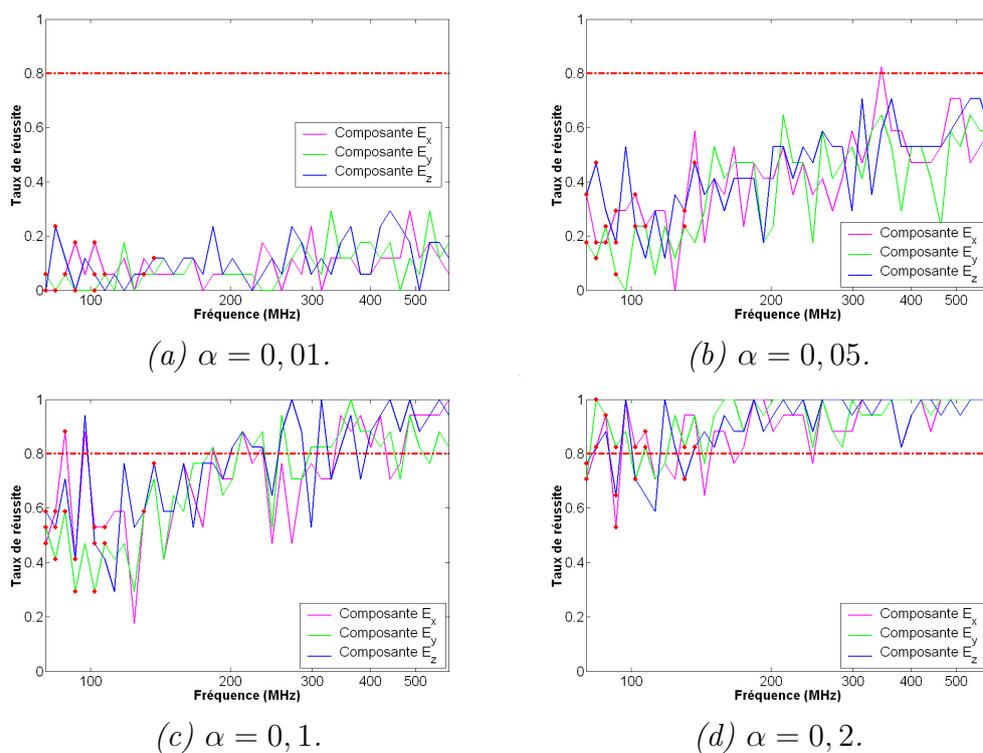


FIG. 5.28: Taux de réussite du test SD2 appliqué aux résultats numériques.

Nous voyons également que quel que soit le niveau de confiance utilisé, les courbes associées au test de l'écart-type classique SD1 ne franchissent quasiment jamais le seuil des 80%. Or, à 500 MHz, le champ devrait a priori être homogène... Cette remarque met bien en évidence que le test SD2 paraît fournir des résultats beaucoup plus judicieux que le test SD1. Donc, nous préférons ignorer le test SD1 du fait de son caractère trop restrictif.

Enfin, nous pouvons également remarquer que pour $\alpha = 0,1$ les tests de Kolmogorov-Smirnov et de l'écart-type modifié proposent des résultats à peu près équivalents. Nous pouvons donc supposer que pour ce pourcentage de confiance, un certain équilibre se crée entre les filtrages des deux tests. Par conséquent, dans ces conditions, il devient alors parfaitement possible de soumettre nos échantillons successivement à ces deux tests statistiques pour obtenir un taux de réussite global significatif. Suivant cette hypothèse et au regard des solutions fournies par ces deux tests statistiques, nous estimons que les champs déterminés numériquement peuvent être considérés comme homogènes dans le volume utile à partir de 320 MHz. Suite à un traitement identique et à l'exception de quelques valeurs, les résultats expérimentaux ont tendance à confirmer cette estimation (Fig. 5.29).

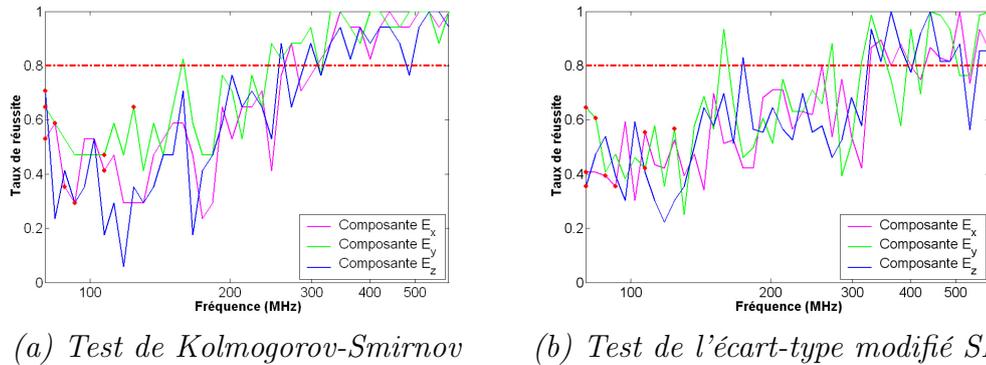


FIG. 5.29: Taux de réussite des tests statistiques appliqués aux résultats expérimentaux avec un pourcentage de confiance de 90%.

Ainsi, outre la sélection des tests statistiques réellement significatifs et la description précise de leur mode d'utilisation, cette partie met à nouveau en lumière la fiabilité de notre modélisation numérique qui propose des résultats finaux toujours en adéquation avec les résultats issus de valeurs expérimentales.

Conclusion

En conclusion, ce manuscrit de thèse décrit l'intégralité des étapes et des outils nécessaires à la modélisation numérique d'une Chambre Réverbérante de Brassage de Modes à l'aide d'un schéma différences finies dans le domaine temporel :

- **le maillage des équipements de la CRBM** : nous avons rappelé les fondements de la géométrie discrète et nous les avons appliqués pour obtenir les différentes représentations géométriques du brasseur de modes sur une révolution complète. De plus, nous avons également démontré l'apport de cet outil par rapport aux logiciels de maillage commerciaux quant à la conservation des propriétés topologiques des surfaces (connexité, épaisseur...).
- **l'intégration des pertes réelles de la cavité** : nous avons indiqué comment déterminer le «véritable» facteur de qualité de la cavité à partir d'une population de mesures expérimentales (i.e. la moyenne simultanée sur les positions d'antenne et sur les pas de brasseur pour chacune des fréquences considérées) et bien entendu comment l'intégrer dans nos simulations numériques via une fenêtre temporelle exponentielle. Cette dernière s'obtient directement suite à une analogie entre les réponses fréquentielles d'une CRBM et d'un circuit RLC monté en série.
- **la prise en compte de la largeur de bande de la CRBM** : pour chaque fréquence, nous avons également défini précisément le nombre d'itérations temporelles à considérer afin de tenir compte de la largeur de bande associée à la réponse expérimentale de la cavité.
- **la parfaite maîtrise de la puissance numérique injectée** : nous avons élaboré une méthodologie permettant de déterminer efficacement la puissance injectée numériquement dans nos simulations. Pour ce faire, nous avons étudié précisément l'influence du choix du type de la source employée et de sa position spatiale. Nous avons démontré qu'une seule source ponctuelle suffisait à exciter correctement la CRBM et expliqué comment prendre en compte un éventuel recouplage sur la source d'émission suite à un calcul de puissance réalisé en espace libre.

Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous avons développé et regroupé sous la forme d'interfaces conviviales l'ensemble des outils informatiques nécessaires à la modélisation d'une CRBM. Ainsi, le logiciel de prétraitement SACRE Algorithme permet une édition simplifiée et rapide des fichiers d'entrée du code de calcul ; le paramétrage tridimensionnel des sources d'excitation, la visualisation des configurations numériques d'essai, l'intégration automatique du brasseur de modes, la transposition des résultats du domaine temporel au domaine fréquentiel et la gestion d'erreurs conséquente sont autant d'atouts qui facilitent grandement le rôle de l'utilisateur. Suivant le même principe mais dans un but de post-traitement, le logiciel SACRE Analyse permet de soumettre automatiquement les résultats expérimentaux et/ou numériques aux divers critères normatifs ou statistiques relatifs aux chambres réverbérantes. Répondant également aux besoins d'autres configurations de problèmes électromagnétiques, d'autres outils logiciels ont été également développés (visualisation des points de sortie et plans de coupe, diagrammes de rayonnement, détermination des coefficients associés à une sphère d'ondes planes...). Ces travaux ont donc contribué à mettre au point une suite logicielle complète dans le cadre d'études de problématiques électromagnétiques via la méthode FDTD.

Une grande originalité de ce manuscrit réside dans une comparaison directe entre les résultats numériques et expérimentaux. Cette dernière s'avère généralement satisfaisante tant sur des critères de variation que d'amplitude, ce qui permet de valider la méthodologie proposée. Contrairement aux tests normatifs qui sont figés, nous avons également soumis quelques propositions permettant une meilleure application de tests statistiques telles que la définition d'un test de l'écart-type modifié ou encore d'une valeur commune pour le niveau de confiance entre les tests de Kolmogorov-Smirnov et de l'écart-type. Enfin, nous avons proposé une méthodologie tendant à ajuster la géométrie du brasseur de modes pour parvenir à une efficacité de brassage optimale.

Une première perspective de ces travaux serait de finaliser complètement le protocole d'application des tests statistiques permettant de garantir ou non l'homogénéité et l'isotropie au sein du volume utile ; sachant que ces tests s'avèrent plus contraignants que les tests normatifs, leurs résultats seraient a priori beaucoup plus judicieux et plus fiables. Ensuite, il faudrait intégrer dans notre code de calcul la possibilité d'effectuer des raffinements locaux de maillages pour une meilleure description géométrique des divers objets présents dans la CRBM. À partir de là, il deviendrait alors possible d'intégrer dans nos modélisations numériques des équipements sous test aux géométries et aux dimensions variées. Cependant, si les structures à étudier possèdent de nombreuses courbures ou des géométries très complexes, il pourrait s'avérer intéressant d'utiliser une formulation hybride comme par exemple une association FDTD/FVTD pour pouvoir profiter localement de l'intérêt des maillages conformes. Mais soulignons que la méthodologie développée dans cette thèse s'applique à toutes les techniques numériques temporelles et que la chaîne de post-traitement est générale !

Le calibrage numérique de la CRBM du LASMEA tenant compte des paramètres expérimentaux étant réalisé, une autre alternative consisterait à utiliser l'hypothèse de D.A. Hill qui considère que le champ dans le volume utile peut s'identifier à une somme d'ondes planes : nous pourrions alors relever le champ sur toutes les facettes du volume utile et tenter de déterminer les coefficients des ondes planes permettant de reproduire au mieux cette distribution de champ. Si cette méthode se révélait satisfaisante, alors seule la discrétisation du volume utile serait nécessaire ce qui permettrait une meilleure discrétisation des équipements sous test et un gain important concernant les temps de calcul et les ressources machines. Enfin, afin d'améliorer les résultats numériques obtenus, il serait indispensable d'accroître le nombre de mesures expérimentales pour caractériser au mieux et définitivement la valeur du facteur de qualité que nous utilisons lors du post-traitement des résultats numériques.

Ces travaux de thèse ont donné lieu à onze communications écrites ainsi qu'à une conférence invitée dans des colloques internationaux, et à deux articles dans des revues internationales.

Annexes

Annexe A

Table associée au test de Kolmogorov-Smirnov

N	α			
	0,2	0,1	0,05	0,01
1	0,90000	0,95000	0,97500	0,99500
2	0,68377	0,77639	0,84189	0,92929
3	0,56481	0,63604	0,70760	0,82900
4	0,49265	0,56522	0,62394	0,73424
5	0,44698	0,50945	0,56328	0,66853
6	0,41037	0,46799	0,51926	0,61661
7	0,38148	0,43607	0,48342	0,57581
8	0,35831	0,40962	0,45427	0,54179
9	0,33910	0,38746	0,43001	0,51332
10	0,32260	0,36866	0,40925	0,48893
11	0,30829	0,35242	0,39122	0,46770
12	0,29577	0,33815	0,37543	0,44905
13	0,28470	0,32549	0,36143	0,43247
14	0,27481	0,31417	0,34890	0,41762
15	0,26588	0,30397	0,33760	0,40420
16	0,25778	0,29472	0,32733	0,39201
17	0,25039	0,28627	0,31796	0,38086
18	0,24360	0,27851	0,30936	0,37062
19	0,23735	0,27136	0,30143	0,36117
20	0,23156	0,26473	0,29408	0,35241
21	0,22617	0,25858	0,28724	0,34427
22	0,22115	0,25283	0,28087	0,33666
23	0,21645	0,24746	0,27490	0,32954
24	0,21205	0,24242	0,26931	0,32286
25	0,20790	0,23768	0,26404	0,31657

N	α			
	0,2	0,1	0,05	0,01
26	0,20399	0,23320	0,25907	0,31064
27	0,20030	0,22898	0,25438	0,30502
28	0,19680	0,22497	0,24993	0,29971
29	0,19348	0,22117	0,24571	0,29466
30	0,19032	0,21756	0,24170	0,28987
31	0,18732	0,21412	0,23788	0,28530
32	0,18445	0,21085	0,23424	0,28094
33	0,18171	0,20771	0,23076	0,27677
34	0,17909	0,20472	0,22743	0,27279
35	0,17659	0,20185	0,22425	0,26897
36	0,17418	0,19910	0,22119	0,26532
37	0,17188	0,19646	0,21826	0,26180
38	0,16966	0,19392	0,21544	0,25843
39	0,16753	0,19148	0,21273	0,25518
40	0,16547	0,18913	0,21012	0,25205
41	0,16349	0,18687	0,20760	0,24904
42	0,16158	0,18468	0,20517	0,24613
43	0,15974	0,18257	0,20283	0,24332
44	0,15796	0,18053	0,20056	0,24060
45	0,15623	0,17856	0,19837	0,23798
46	0,15457	0,17665	0,19625	0,23544
47	0,15295	0,17481	0,19420	0,23298
48	0,15139	0,17302	0,19221	0,23059
49	0,14987	0,17128	0,19028	0,22828
50	0,14840	0,16959	0,18841	0,22604
51	0,14697	0,16796	0,18659	0,22386
52	0,14558	0,16637	0,18482	0,22174
53	0,14423	0,16483	0,18311	0,21968
54	0,14292	0,16332	0,18144	0,21768
55	0,14164	0,16186	0,17981	0,21574
56	0,14040	0,16044	0,17823	0,21384
57	0,13919	0,15906	0,17669	0,21199
58	0,13801	0,15771	0,17519	0,21019
59	0,13686	0,15639	0,17373	0,20844
60	0,13573	0,15511	0,17231	0,20673
61	0,13464	0,15385	0,17091	0,20506
62	0,13357	0,15263	0,16956	0,20343
63	0,13253	0,15144	0,16823	0,20184
64	0,13151	0,15027	0,16693	0,20029
65	0,13052	0,14913	0,16567	0,19877
66	0,12954	0,14802	0,16443	0,19729

N	α			
	0,2	0,1	0,05	0,01
67	0,12859	0,14693	0,16322	0,19584
68	0,12766	0,14587	0,16204	0,19442
69	0,12675	0,14483	0,16088	0,19303
70	0,12586	0,14381	0,15975	0,19167
71	0,12499	0,14281	0,15864	0,19034
72	0,12413	0,14183	0,15755	0,18903
73	0,12329	0,14087	0,15649	0,18776
74	0,12247	0,13993	0,15544	0,18650
75	0,12167	0,13901	0,15442	0,18528
76	0,12088	0,13811	0,15342	0,18408
77	0,12011	0,13723	0,15244	0,18290
78	0,11935	0,13636	0,15147	0,18174
79	0,11860	0,13551	0,15052	0,18060
80	0,11787	0,13467	0,14960	0,17949
81	0,11716	0,13385	0,14868	0,17840
82	0,11645	0,13305	0,14779	0,17732
83	0,11576	0,13226	0,14691	0,17627
84	0,11508	0,13148	0,14605	0,17523
85	0,11442	0,13072	0,14520	0,17421
86	0,11376	0,12997	0,14437	0,17321
87	0,11311	0,12923	0,14355	0,17223
88	0,11248	0,12850	0,14274	0,17126
89	0,11186	0,12779	0,14195	0,17031
90	0,11125	0,12709	0,14117	0,16938
91	0,11064	0,12640	0,14040	0,16846
92	0,11005	0,12572	0,13965	0,16755
93	0,10947	0,12506	0,13891	0,16666
94	0,10889	0,12440	0,13818	0,16579
95	0,10833	0,12375	0,13746	0,16493
96	0,10777	0,12312	0,13675	0,16408
97	0,10722	0,12249	0,13606	0,16324
98	0,10668	0,12187	0,13537	0,16242
99	0,10615	0,12126	0,13469	0,16161
100	0,10563	0,12067	0,13403	0,16081
>100	$\frac{1,07270}{\sqrt{N}}$	$\frac{1,22380}{\sqrt{N}}$	$\frac{1,35810}{\sqrt{N}}$	$\frac{1,62760}{\sqrt{N}}$

Comment obtient-on cette table ?

Dans [68], on trouve les formules suivantes :

$$\mathbb{P} \{D_N \geq \varepsilon\} = 2 \cdot \sum_{k=0}^{\lfloor N \cdot (1-\varepsilon) \rfloor} C_N^k \cdot \varepsilon \cdot \left(\varepsilon + \frac{k}{N}\right)^{k-1} \cdot \left(1 - \varepsilon - \frac{k}{N}\right)^{N-k} \quad (\text{A.1})$$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \mathbb{P} \left\{ \sqrt{N} \cdot D_N \geq \varepsilon \right\} = 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k-1} \cdot e^{-2 \cdot k^2 \cdot \varepsilon^2} \quad (\text{A.2})$$

Ces formules permettent lorsqu'un écart δ_N est observé à partir d'un échantillon de taille N de calculer la probabilité d'observer au moins cet écart : $\mathbb{P} \{D_N \geq \delta_N\}$.

Par contre, pour construire la table de quantiles ci-après, il est nécessaire de résoudre pour un seuil de risque $\alpha \in]0, 1[$ donné, l'équation en ε suivante :

$$\mathbb{P} \{D_N \geq \varepsilon\} = 1 - \alpha \quad (\text{A.3})$$

Ceci peut s'effectuer par dichotomie par exemple. Un programme écrit dans un langage de programmation compilé permet d'effectuer ces calculs dans des temps raisonnables.

Annexe B

Rappels sur les autres méthodes numériques

B.1 Méthode des matrices de lignes de transmission (TLM)

Comme dans la méthode FDTD, la méthode de la matrice des lignes de transmission (TLM : Transmission Line Matrix) remplace la structure d'origine par une grille cubique. Son principe général repose sur l'analogie qui existe entre un réseau électrique (courants et tensions) et un milieu de propagation associé à un champ électromagnétique. Proposée en 1971 par le duo Johns-Beurle [38], cette technique est basée sur le principe de Huygens pour la propagation et la diffraction d'une onde plane, et définit un ensemble de lignes de transmission qui relie des nœuds adjacents (distribué, ACN, SCN, HSCN...).

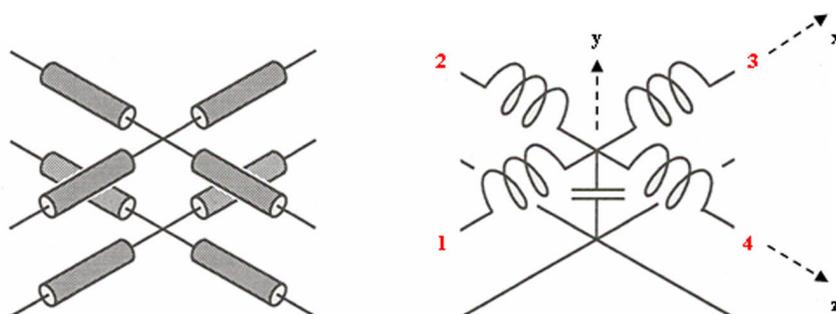


FIG. B.1: *Nœud parallèle et schéma équivalent.*

La méthode TLM a été initialement développée pour résoudre des problèmes de diffraction bidimensionnels, en discrétisant la géométrie sur un maillage carré de périodicité Δl . Chaque segment de droite devient une ligne de transmission

TEM, et les nœuds sont des jonctions où quatre lignes de transmission sont connectées. Chaque nœud est représenté par un quadriporte (Fig. B.1), aux accès duquel sont définis les tensions et les courants qui correspondent à des composantes des champs électriques et magnétiques d'une manière analogue à la suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_y \equiv V_y \\ -H_z \equiv I_{x3} - I_{x1} \\ -H_x \equiv I_{z2} - I_{z4} \end{array} \right. \quad avec \quad \left\{ \begin{array}{l} \mu \equiv L \\ \varepsilon \equiv 2.C \end{array} \right. \quad (\text{B.1})$$

À l'instant $t = k.\Delta t$, chaque nœud est représenté par une matrice qui lie les tensions incidentes V_i aux tensions réfléchies V_r des quatre branches. Puis, en fonction du temps, nous déterminons comment les signaux voyagent dans la structure, comment ils sont transmis et réfléchis aux interfaces et sur les bords, tout en sachant que les ondes réfléchies par un nœud sont des ondes incidentes pour les nœuds voisins. Nous arrivons alors à un système d'équations du type suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{1,k+1}^i(z, x) = V_{3,k}^r(z, x - \Delta x) \\ V_{2,k+1}^i(z, x) = V_{4,k}^r(z - \Delta z, x) \\ V_{3,k+1}^i(z, x) = V_{1,k}^r(z, x + \Delta x) \\ V_{4,k+1}^i(z, x) = V_{2,k}^r(z + \Delta z, x) \end{array} \right. \quad (\text{B.2})$$

Pour traduire les conditions aux limites dues à des conducteurs parfaits, il suffit de terminer les tronçons de lignes qui délimitent les interfaces soit par des circuits ouverts dans le cas d'un mur magnétique, soit par des courts-circuits dans le cas d'un mur électrique. Enfin, pour représenter un milieu diélectrique, nous ajoutons en parallèle sur chaque nœud situé dans ce milieu un tronçon de ligne réactif, qui a pour effet de diminuer la vitesse de phase des ondes.

La méthode TLM présente de nombreuses similitudes avec la FDTD, malgré des principes fondateurs totalement différents. Cependant, contrairement à la FDTD, les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} sont calculés au même temps et au même point, excepté lors de l'utilisation de nœuds distribués.

B.2 Méthode des moments (MoM)

La méthode MoM (MoM : Method of Moments) est une technique générale de résolution d'équations en physique et notamment en électromagnétisme. Elle a été instaurée par Galerkin en 1915 et fut largement développée à l'électromagnétisme par Harrington dans les années 1960 [32]. Cette technique surfacique consiste à associer à une équation fonctionnelle dans un espace de dimensions infinies (Eq. B.3), une équation matricielle de dimension finie. Autrement dit, en s'affranchissant des contraintes de bornage obligatoire pour les méthodes volumiques, elle permet de déterminer les valeurs de champ à n'importe quelle

position spatiale.

$$L(f) = g \quad (\text{B.3})$$

où L , g et f correspondent respectivement à un opérateur linéaire, la fonction connue d'excitation et la réponse inconnue à cette excitation.

La fonction f à déterminer est alors décomposée en une combinaison finie de N fonctions de base f_n , où les coefficients scalaires α_n deviennent les seules inconnues (Eq. B.4). Ces derniers sont déterminés en appliquant les conditions aux limites, exprimées dans la formulation intégrale pour le champ électrique (EFIE : Electric Field Integral Equation) ou dans la formulation intégrale pour les potentiels mixtes (MPIE : Mixed Potential Integral Equation). De plus, le nombre de coefficients N dépend des termes pris dans le développement ou des cellules utilisées pour découper la structure.

$$f = \sum_{n=1}^N \alpha_n \cdot f_n \quad (\text{B.4})$$

Remarque : lors du traitement de plaques métalliques, la formulation MPIE est généralement privilégiée car la formulation EFIE provoque d'importantes singularités au niveau du champ électrique.

Après avoir utilisé la linéarité de l'opérateur L (Eq. B.5) et défini un produit scalaire (Eq. B.6), ce système d'équations est ensuite projeté sur un ensemble de fonctions w_m , dite «fonctions de poids» ou «de test» (Eq. B.7), pouvant donner lieu à une formulation matricielle (Eq. B.8). Sachant que $[L]$ et $[g]$ s'assimilent respectivement à la matrice liant les courants aux tensions d'excitation et au vecteur contenant les termes dus au champ électrique extérieur, sa résolution donne alors les distributions de courants et de charges sur les conducteurs.

$$g = \sum_{n=1}^N \alpha_n \cdot L(f_n) \quad (\text{B.5})$$

$$\langle A|B \rangle = \int_{\Omega} A \cdot B \, d\tau \quad (\text{B.6})$$

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \cdot \langle w_m | L(f_n) \rangle = \langle w_m | g \rangle \quad (\text{B.7})$$

$$[L] \cdot [\alpha] = [g] \quad (\text{B.8})$$

B.3 Méthode des éléments finis (FEM)

Une manière fondamentalement différente de traiter des problèmes d'électromagnétisme consiste à remplacer la résolution d'un système d'équations différentielles (i.e. les équations de Maxwell) par la minimisation d'une expression intégrale, que nous appelons «fonctionnelle» (Eq. B.9). Nous devons alors chercher parmi toutes les fonctions qui satisfont les conditions aux limites, celle qui minimise la valeur de la fonctionnelle. Nous aboutissons alors à la résolution d'un système d'équations aux valeurs propres. C'est sur ce principe qu'est fondée la méthode des éléments finis (FEM : Finite Element Method). Cette méthode fut développée et appliquée en premier lieu en génie civil et en mécanique, et n'a trouvé sa place en électromagnétisme que vers les années 1970.

$$F(\mathbf{H}) = \int_V \frac{1}{\mu} [\text{rot}(\mathbf{H}) \cdot \text{rot}(\mathbf{H}^*) - k^2 \varepsilon_r \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^*] dV \quad (\text{B.9})$$

Comme toutes les méthodes volumiques, la méthode FEM nécessite la discrétisation globale de la région de propagation. Cette dernière est divisée en un nombre fini de sous-domaines (généralement des tétraèdres) auxquels nous imposons à chaque interface des relations de continuité. Dans le cas de l'étude d'une CRBM, ce maillage non structuré autorise une description conforme des différents objets, tels que l'équipement sous test ou encore le brasseur de modes.

B.4 Méthode du lancer de rayons (RTA)

Depuis le début des années 1980, la recherche de techniques d'accélération de lancer de rayons est un sujet constant de recherche [44]. Initialement utilisé dans le traitement d'images, la méthode RTA (RTA : Ray Tracing Approach) s'applique depuis peu à l'électromagnétisme, mais reste cependant un peu en retrait.

Son principe est très simple car il consiste à suivre tout au long de son parcours la propagation de l'onde incidente, assimilée à un «pinceau» de rayons élémentaires. Mais, sa réalisation est beaucoup plus difficile puisque lors de chaque intersection avec un objet, le pinceau incident génère de multiples pinceaux secondaires suite aux phénomènes de diffusion, de réflexion et/ou de diffraction. Ainsi, la méthode RTA considère le champ électromagnétique total comme la somme de tous les champs associés aux rayons reçus. La condition d'arrêt correspond à la négligeabilité dans le calcul global de la quantité d'énergie propagée par l'ensemble des pinceaux ou l'absence totale d'intersection d'un pinceau et d'un objet (dans le cas de l'espace libre). Une autre difficulté est bien entendu de s'assurer que les objets interceptés sont directement visibles par le rayon.

Annexe C

Formalisme de fils minces en FDTD

Dans cette annexe, nous proposons le détail de la discrétisation FDTD des structures filaires [36]. Ainsi, chaque fil est décomposé en plusieurs segments de longueurs a priori quelconques. Dans le but de discrétiser les équations filaires ((Eq. C.1) et (Eq. C.2)) suivantes, nous définissons un courant I au centre de chaque segment et deux charges q_1 et q_2 à ses extrémités (Fig. C.1) :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial l} = 0 \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c^2 \cdot \frac{\partial q}{\partial l} = \frac{\langle E_l \rangle}{\langle L_m \rangle} \quad (\text{C.2})$$

où $\langle L_m \rangle$ et $\langle E_l \rangle$ représentent respectivement l'impédance de maille équivalente et la valeur moyenne du champ parallèle au fil dans la maille équivalente.

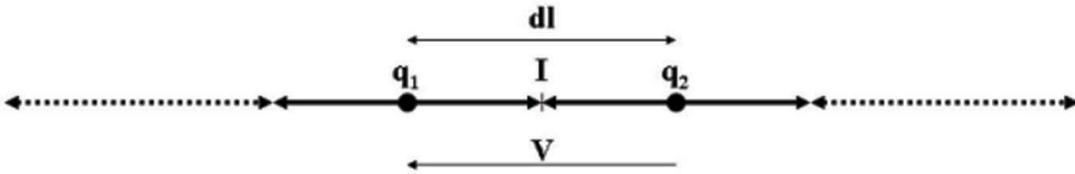


FIG. C.1: Définition d'un segment de longueur dl .

Les charges sont échantillonnées dans l'espace et dans le temps aux indices $(i \pm \frac{1}{2}, n)$ avec $(i, n) \in \mathbb{N}^2$. Pour les charges situées aux extrémités du $i^{\text{ème}}$ segment à l'instant $t^n = n \cdot dt$, la relation (Eq. C.2) se reformule de la manière suivante :

$$\frac{\partial I_i^n}{\partial t} + c^2 \cdot \frac{\partial q_i^n}{\partial l} = \frac{\langle E_l \rangle_i}{\langle L_m \rangle_i} \quad (\text{C.3})$$

ou encore sous la forme discrétisée ci-dessous :

$$\frac{I_i^{n+\frac{1}{2}} - I_i^{n-\frac{1}{2}}}{dt} + c^2 \frac{q_{i2}^n - q_{i1}^n}{dl_i} = \frac{\langle El \rangle_i}{\langle L_{m,i} \rangle} \quad (\text{C.4})$$

De la même façon, nous pouvons discrétiser l'équation (Eq. C.1) en considérant deux segments contigus i et $i + 1$. À la jonction entre les deux segments, nous avons une densité de charge q_{i2} pour le segment i et $q_{(i+1)1}$ pour le segment $i + 1$. Les lois de Kirchoff imposent l'égalité des courants au niveau de la jonction entre les deux segments ; nous noterons j ce courant. De plus, au niveau de la jonction, les potentiels V_{i2} pour le segment i et $V_{(i+1)1}$ pour le segment $i + 1$ sont égaux. Nous pouvons donc écrire :

$$V_{i2} = \frac{q_{i2}}{C_i} = V_{(i+1)1} = \frac{q_{(i+1)1}}{C_{i+1}} \quad (\text{C.5})$$

où C_i et C_{i+1} sont des capacités par unité de longueur associées respectivement aux segments i et $i + 1$.

La relation suivante est également vérifiée :

$$L_i \cdot C_i = \frac{1}{\nu^2} = L_{i+1} \cdot C_{i+1} \quad (\text{C.6})$$

où L_i et L_{i+1} représentent les inductances par unité de longueur associées aux segments i et $i + 1$, et ν correspond à la célérité du milieu.

En insérant l'expression (Eq. C.6) dans l'équation (Eq. C.5), il découle directement :

$$L_i \cdot q_{i2} = L_{i+1} \cdot q_{(i+1)1} \quad (\text{C.7})$$

À présent, si nous considérons l'équation (Eq. C.1) au temps $n + \frac{1}{2}$, nous obtenons alors respectivement pour les segments i et $i + 1$ les formes discrétisées suivantes :

$$\frac{q_{i2}^{n+1} - q_{i2}^n}{dt} + \frac{j^{n+\frac{1}{2}} - I_i^{n+\frac{1}{2}}}{\frac{dl_i}{2}} = 0 \quad (\text{C.8})$$

$$\frac{q_{(i+1)1}^{n+1} - q_{(i+1)1}^n}{dt} + \frac{I_{i+1}^{n+\frac{1}{2}} - j^{n+\frac{1}{2}}}{\frac{dl_{i+1}}{2}} = 0 \quad (\text{C.9})$$

Puis, nous résolvons simultanément les équations (Eq. C.8) et (Eq. C.9) en utilisant (Eq. C.7), d'où :

$$\frac{q_{i2}^{n+1} - q_{i2}^n}{dt} = \frac{I_{i+1}^{n+\frac{1}{2}} - I_i^{n+\frac{1}{2}}}{\frac{dl_i}{2} + \frac{L_i}{L_{i+1}} \frac{dl_{i+1}}{2}} \quad (\text{C.10})$$

$$\frac{q_{(i+1)_1}^{n+1} - q_{(i+1)_1}^n}{dt} = -\frac{I_{i+1}^{n+\frac{1}{2}} - I_i^{n+\frac{1}{2}}}{\frac{dl_{i+1}}{2} + \frac{L_{i+1}}{L_i} \frac{dl_i}{2}} \quad (\text{C.11})$$

Quant aux conditions limites d'un fil, elles sont définies comme suit :

- $q = 0$ sur l'extrémité d'un fil en contact avec une surface parfaitement conductrice,
- $j = 0$ à l'extrémité d'un fil en espace libre,
- $j - c.q_1 = 0$ ou $j + c.q_2 = 0$ pour un fil adapté sur son impédance caractéristique (condition non réfléchissante).

Finalement, le courant I et les charges q_1 et q_2 sont obtenues pour chaque segment en utilisant les équations (Eq. C.4), (Eq. C.10) et (Eq. C.11) avec les conditions aux limites précédentes.

Remarquons que si nous rajoutons sur un segment du fil une résistance R , une capacité C de charge Q_c et une inductance M , l'équation initiale (Eq. C.2) se réécrit de la manière suivante :

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c^2 \cdot \frac{\partial q}{\partial l} = \frac{\langle E_l \rangle}{\langle L_m \rangle} - \underbrace{\frac{R.I}{\langle L_m \rangle \cdot dl}}_{\text{résistance}} - \underbrace{\frac{Q_c}{C \cdot \langle L_m \rangle \cdot dl}}_{\text{capacité}} - \underbrace{\frac{M}{\langle L_m \rangle \cdot dl} \cdot \frac{\partial I}{\partial t}}_{\text{inductance}} \quad (\text{C.12})$$

Annexe D

Génération d'ondes planes en FDTD

Basée sur la linéarité des équations de Maxwell, la formulation champ total/champ diffracté (en anglais TF/SF pour Total-Field/Scattered-Field) est l'une des techniques les plus couramment employées pour générer des ondes planes dans un schéma FDTD. Elle repose sur le fait que les champs électrique total \mathbf{E}_{tot} et magnétique total \mathbf{H}_{tot} peuvent se décomposer de la manière suivante :

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{tot} = \mathbf{E}_{inc} + \mathbf{E}_{diff} \\ \mathbf{H}_{tot} = \mathbf{H}_{inc} + \mathbf{H}_{diff} \end{cases} \quad (\text{D.1})$$

Dans cette expression, \mathbf{E}_{inc} et \mathbf{H}_{inc} correspondent respectivement aux composantes électrique et magnétique du champ incident, supposé connu pour tous les points du domaine de calcul à tous les instants. Quant aux quantités \mathbf{E}_{diff} et \mathbf{H}_{diff} , elles représentent respectivement les composantes électrique et magnétique du champ diffracté qui est initialement inconnu. En effet, ce dernier résulte directement de l'interaction du champ incident avec l'objet diffractant.

L'algorithme de Yee peut s'appliquer indifféremment aux champs incident, diffracté ou total. Comme l'illustre la figure (Fig. D.1), cette propriété permet de découper le domaine de calcul en deux zones distinctes :

- une zone centrale Z_1 où nous déterminons uniquement le champ total. Cette région contient intégralement la structure diffractante et détermine conjointement la propagation des ondes incidentes et diffractées.
- une zone Z_2 entourant la zone Z_1 , où nous ne calculons que le champ diffracté.

Ces deux zones sont séparées par une surface virtuelle (appelée «surface fictive») qui permet simultanément d'assurer la connexion des champs entre les deux régions et de générer le champ incident. Il est important de noter que

par construction, ce formalisme impose que cette frontière ne soit sujette à aucun type de discontinuités, comme par exemple une modification locale des propriétés diélectriques ou encore une intersection avec un objet métallique.

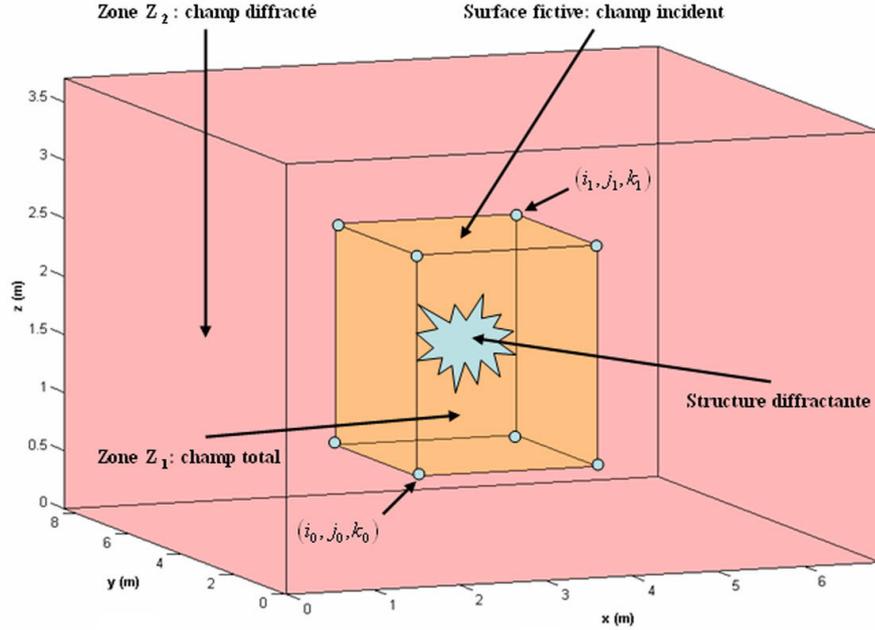


FIG. D.1: Représentation spatiale du formalisme champ total/champ diffracté.

Dans le cas où nous assimilons le milieu hôte au vide, les équations aux différentes interfaces sont explicitées ci-dessous.

Faces normales au vecteur \vec{x}

► Composantes électriques

✓ pour $(i = i_0; j = j_0 + \frac{1}{2}, \dots, j_1 - \frac{1}{2}; k = k_0, \dots, k_1)$:

$$E_y^{n+1}(i_0, j, k) = \{E_y^{n+1}(i_0, j, k)\}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta x} \cdot H_{z_{inc}}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_0 - \frac{1}{2}, j, k\right) \quad (D.2)$$

✓ pour $(i = i_0; j = j_0, \dots, j_1; k = k_0 + \frac{1}{2}, \dots, k_1 - \frac{1}{2})$:

$$E_z^{n+1}(i_0, j, k) = \{E_z^{n+1}(i_0, j, k)\}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta x} \cdot H_{y_{inc}}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_0 - \frac{1}{2}, j, k\right) \quad (D.3)$$

✓ pour $(i = i_1; j = j_0 + \frac{1}{2}, \dots, j_1 - \frac{1}{2}; k = k_0, \dots, k_1)$:

$$E_y^{n+1}(i_1, j, k) = \{E_y^{n+1}(i_1, j, k)\}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta x} \cdot H_{z_{inc}}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_1 + \frac{1}{2}, j, k\right) \quad (D.4)$$

✓ pour $(i = i_1; j = j_0, \dots, j_1; k = k_0 + \frac{1}{2}, \dots, k_1 - \frac{1}{2})$:

$$E_z^{n+1}(i_1, j, k) = \{E_z^{n+1}(i_1, j, k)\}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta x} \cdot H_{y_{inc}}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_1 + \frac{1}{2}, j, k\right) \quad (D.5)$$

► Composantes magnétiques

✓ pour $(i = i_0 - \frac{1}{2}; j = j_0, \dots, j_1; k = k_0 + \frac{1}{2}, \dots, k_1 - \frac{1}{2})$:

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i_0 - \frac{1}{2}, j, k\right) = \left\{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i_0 - \frac{1}{2}, j, k\right)\right\}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta x} \cdot E_{z_{inc}}^n(i_0, j, k) \quad (D.6)$$

✓ pour $(i = i_0 - \frac{1}{2}; j = j_0 + \frac{1}{2}, \dots, j_1 - \frac{1}{2}; k = k_0, \dots, k_1)$:

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i_0 - \frac{1}{2}, j, k\right) = \left\{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i_0 - \frac{1}{2}, j, k\right)\right\}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta x} \cdot E_{y_{inc}}^n(i_0, j, k) \quad (D.7)$$

✓ pour $(i = i_1 + \frac{1}{2}; j = j_0, \dots, j_1; k = k_0 + \frac{1}{2}, \dots, k_1 - \frac{1}{2})$:

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i_1 + \frac{1}{2}, j, k\right) = \left\{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i_1 + \frac{1}{2}, j, k\right)\right\}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta x} \cdot E_{z_{inc}}^n(i_1, j, k) \quad (D.8)$$

✓ pour $(i = i_1 + \frac{1}{2}; j = j_0 + \frac{1}{2}, \dots, j_1 - \frac{1}{2}; k = k_0, \dots, k_1)$:

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i_1 + \frac{1}{2}, j, k\right) = \left\{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i_1 + \frac{1}{2}, j, k\right)\right\}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta x} \cdot E_{y_{inc}}^n(i_1, j, k) \quad (D.9)$$

Faces normales au vecteur \vec{y}

► Composantes électriques

✓ pour $(i = i_0 + \frac{1}{2}, \dots, i_1 - \frac{1}{2}; j = j_0; k = k_0, \dots, k_1)$:

$$E_x^{n+1}(i, j_0, k) = \{E_x^{n+1}(i, j_0, k)\}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta y} \cdot H_{z_{inc}}^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j_0 - \frac{1}{2}, k\right) \quad (D.10)$$

✓ pour $(i = i_0, \dots, i_1; j = j_0; k = k_0 + \frac{1}{2}, \dots, k_1 - \frac{1}{2})$:

$$E_z^{n+1}(i, j_0, k) = \{E_z^{n+1}(i, j_0, k)\}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta y} \cdot H_{x_{inc}}^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j_0 - \frac{1}{2}, k\right) \quad (D.11)$$

✓ pour $(i = i_0 + \frac{1}{2}, \dots, i_1 - \frac{1}{2}; j = j_1; k = k_0, \dots, k_1)$:

$$E_x^{n+1}(i, j_1, k) = \{E_x^{n+1}(i, j_1, k)\}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta y} \cdot H_{z_{inc}}^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j_1 + \frac{1}{2}, k\right) \quad (D.12)$$

✓ pour $(i = i_0, \dots, i_1; j = j_1; k = k_0 + \frac{1}{2}, \dots, k_1 - \frac{1}{2})$:

$$E_z^{n+1}(i, j_1, k) = \{E_z^{n+1}(i, j_1, k)\}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta y} \cdot H_{x_{inc}}^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j_1 + \frac{1}{2}, k\right) \quad (D.13)$$

► Composantes magnétiques

✓ pour $(i = i_0, \dots, i_1; j = j_0 - \frac{1}{2}; k = k_0 + \frac{1}{2}, \dots, k_1 - \frac{1}{2})$:

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j_0 - \frac{1}{2}, k\right) = \left\{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j_0 - \frac{1}{2}, k\right)\right\}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta y} \cdot E_{z_{inc}}^n(i, j_0, k) \quad (D.14)$$

✓ pour $(i = i_0 + \frac{1}{2}, \dots, i_1 - \frac{1}{2}; j = j_0 - \frac{1}{2}; k = k_0, \dots, k_1)$:

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j_0 - \frac{1}{2}, k\right) = \left\{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j_0 - \frac{1}{2}, k\right)\right\}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta y} \cdot E_{x_{inc}}^n(i, j_0, k) \quad (D.15)$$

✓ pour $(i = i_0, \dots, i_1; j = j_1 + \frac{1}{2}; k = k_0 + \frac{1}{2}, \dots, k_1 - \frac{1}{2})$:

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j_1 + \frac{1}{2}, k\right) = \left\{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j_1 + \frac{1}{2}, k\right)\right\}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta y} \cdot E_{z_{inc}}^n(i, j_1, k) \quad (D.16)$$

✓ pour $(i = i_0 + \frac{1}{2}, \dots, i_1 - \frac{1}{2}; j = j_1 + \frac{1}{2}; k = k_0, \dots, k_1)$:

$$H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j_1 + \frac{1}{2}, k \right) = \left\{ H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j_1 + \frac{1}{2}, k \right) \right\}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta y} \cdot E_{x_{inc}}^n (i, j_1, k) \quad (D.17)$$

Faces normales au vecteur \vec{z}

► Composantes électriques

✓ pour $(i = i_0 + \frac{1}{2}, \dots, i_1 - \frac{1}{2}; j = j_0, \dots, j_1; k = k_0)$:

$$E_x^{n+1} (i, j, k_0) = \{ E_x^{n+1} (i, j, k_0) \}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta z} \cdot H_{y_{inc}}^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_0 - \frac{1}{2} \right) \quad (D.18)$$

✓ pour $(i = i_0, \dots, i_1; j = j_0 + \frac{1}{2}, \dots, j_1 - \frac{1}{2}; k = k_0)$:

$$E_y^{n+1} (i, j, k_0) = \{ E_y^{n+1} (i, j, k_0) \}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta z} \cdot H_{x_{inc}}^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_0 - \frac{1}{2} \right) \quad (D.19)$$

✓ pour $(i = i_0 + \frac{1}{2}, \dots, i_1 - \frac{1}{2}; j = j_0, \dots, j_1; k = k_1)$:

$$E_x^{n+1} (i, j, k_1) = \{ E_x^{n+1} (i, j, k_1) \}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta z} \cdot H_{y_{inc}}^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_1 + \frac{1}{2} \right) \quad (D.20)$$

✓ pour $(i = i_0, \dots, i_1; j = j_0 + \frac{1}{2}, \dots, j_1 - \frac{1}{2}; k = k_1)$:

$$E_y^{n+1} (i, j, k_1) = \{ E_y^{n+1} (i, j, k_1) \}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta z} \cdot H_{x_{inc}}^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_1 + \frac{1}{2} \right) \quad (D.21)$$

► Composantes magnétiques

✓ pour $(i = i_0, \dots, i_1; j = j_0 + \frac{1}{2}, \dots, j_1 - \frac{1}{2}; k = k_0 - \frac{1}{2})$:

$$H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_0 - \frac{1}{2} \right) = \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_0 - \frac{1}{2} \right) \right\}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta z} \cdot E_{y_{inc}}^n (i, j, k_0) \quad (D.22)$$

✓ pour $(i = i_0 + \frac{1}{2}, \dots, i_1 - \frac{1}{2}; j = j_0, \dots, j_1; k = k_0 - \frac{1}{2}) :$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_0 - \frac{1}{2} \right) = \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_0 - \frac{1}{2} \right) \right\}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta z} \cdot E_{x_{inc}}^n (i, j, k_0) \quad (D.23)$$

✓ pour $(i = i_0, \dots, i_1; j = j_0 + \frac{1}{2}, \dots, j_1 - \frac{1}{2}; k = k_1 + \frac{1}{2}) :$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_1 + \frac{1}{2} \right) = \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_1 + \frac{1}{2} \right) \right\}_{FDTD} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta z} \cdot E_{y_{inc}}^n (i, j, k_1) \quad (D.24)$$

✓ pour $(i = i_0 + \frac{1}{2}, \dots, i_1 - \frac{1}{2}; j = j_0, \dots, j_1; k = k_1 + \frac{1}{2}) :$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_1 + \frac{1}{2} \right) = \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k_1 + \frac{1}{2} \right) \right\}_{FDTD} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta z} \cdot E_{x_{inc}}^n (i, j, k_1) \quad (D.25)$$

Pour information, un autre moyen permettant de générer des ondes planes consiste à placer sur une section rectangulaire d'un tube PEC/PMC (i.e. un tube dont les faces opposées sont tour à tour parfaitement conductrices de manière électrique et magnétique) un réseau de sources ponctuelles [43].

Annexe E

Interfaces des logiciels développés

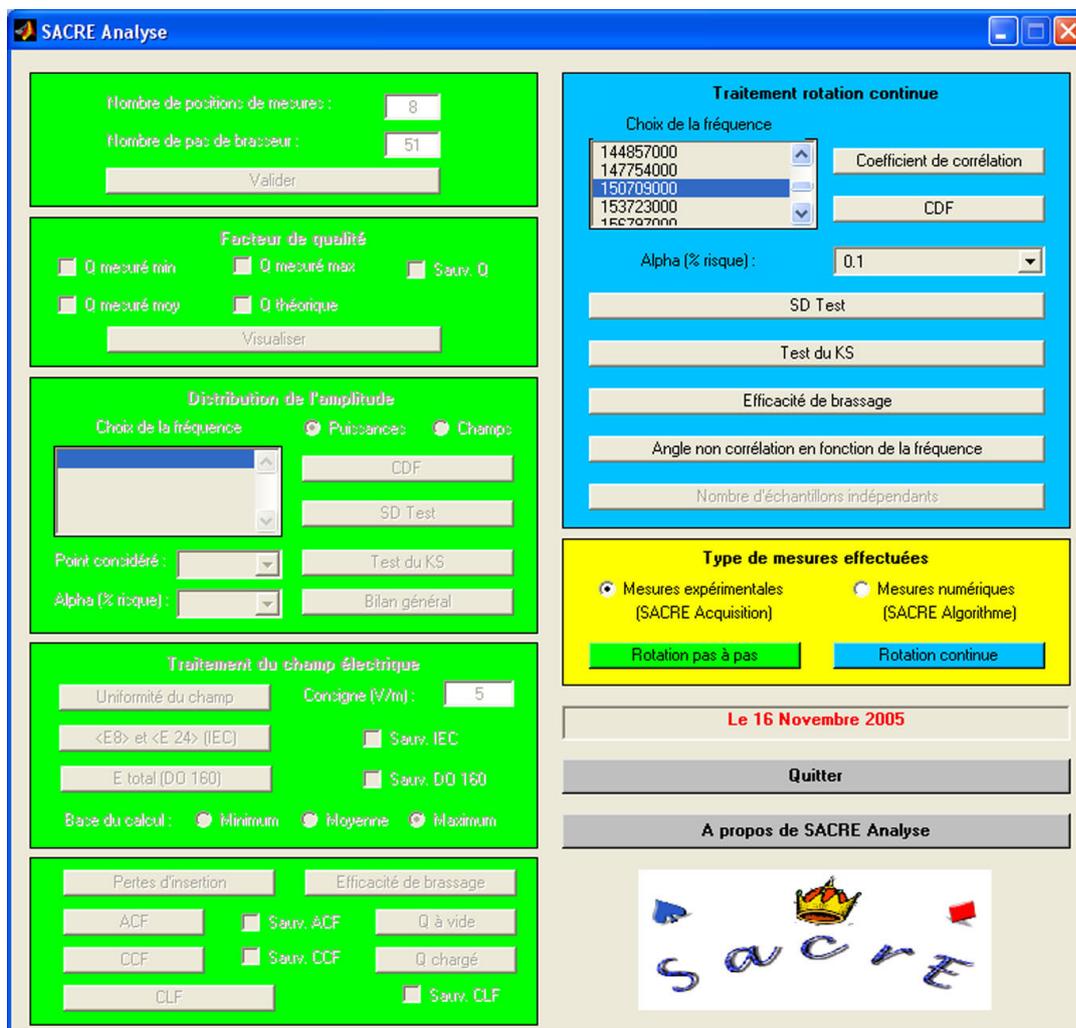


FIG. E.1: *Extension de SACRE Analyse permettant le traitement de mesures effectuées en mode continu.*

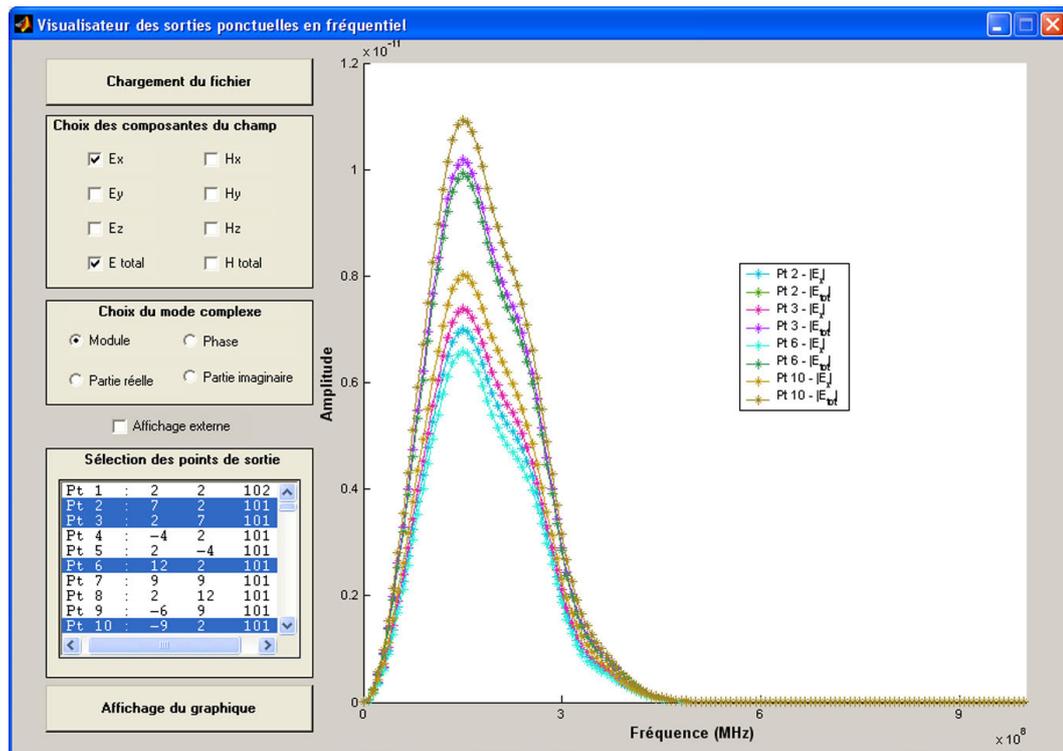


FIG. E.2: Visualisateur de sorties ponctuelles dans le domaine fréquentiel.

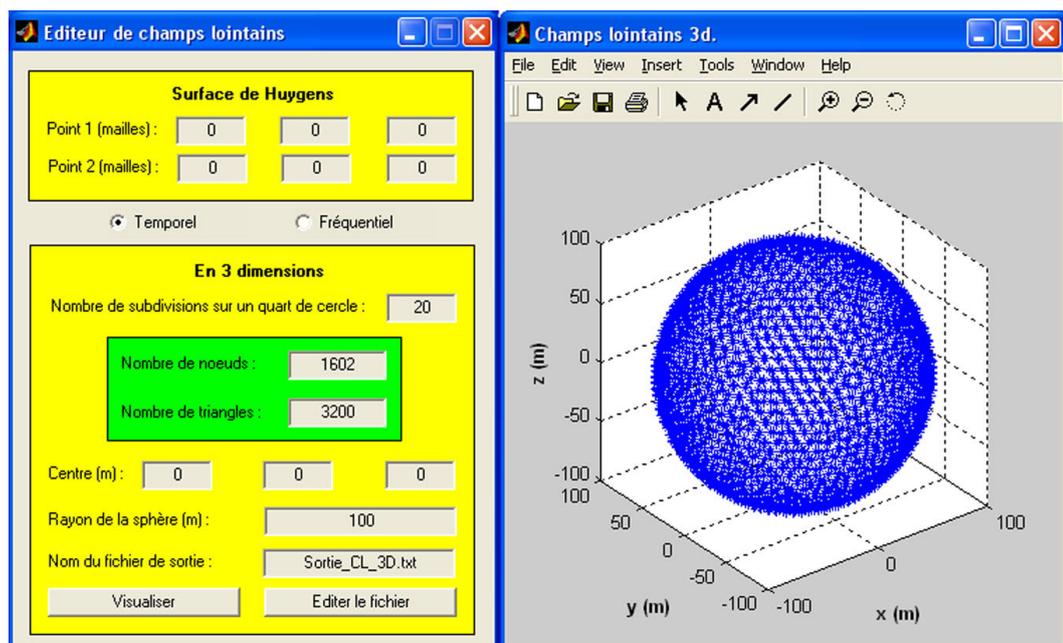


FIG. E.3: Éditeur automatique de points uniformément répartis sur une sphère en zone lointaine.

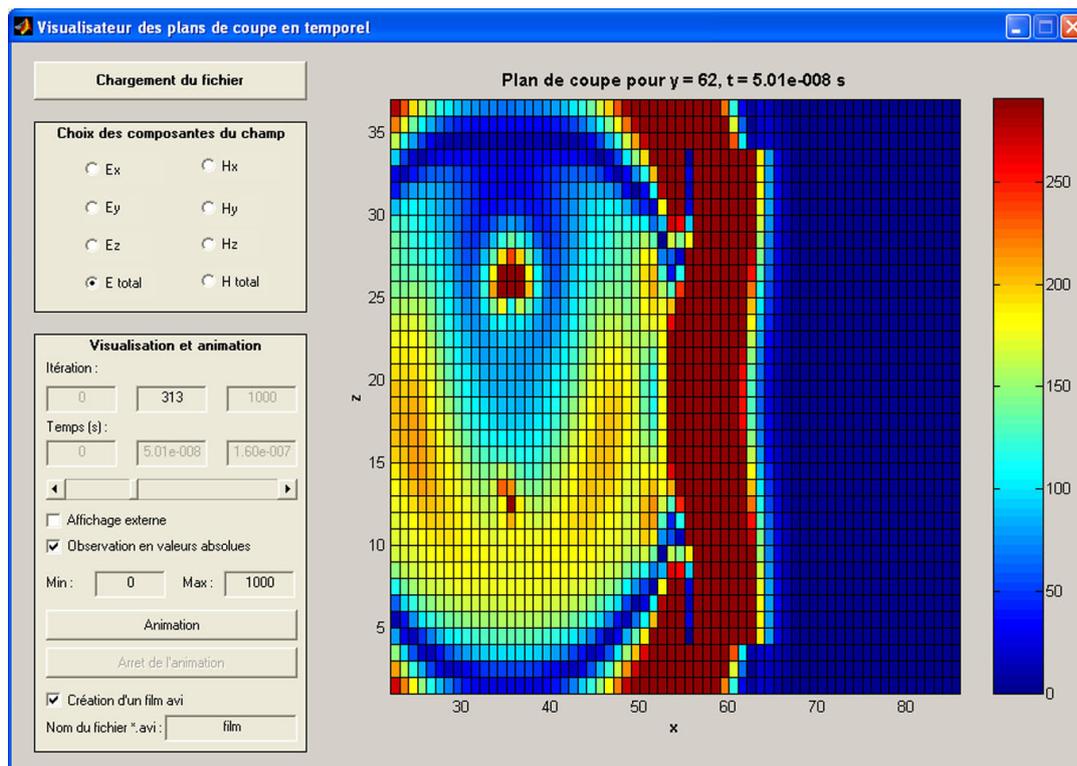


FIG. E.4: *Visualisateur de plans de coupe dans le domaine temporel.*

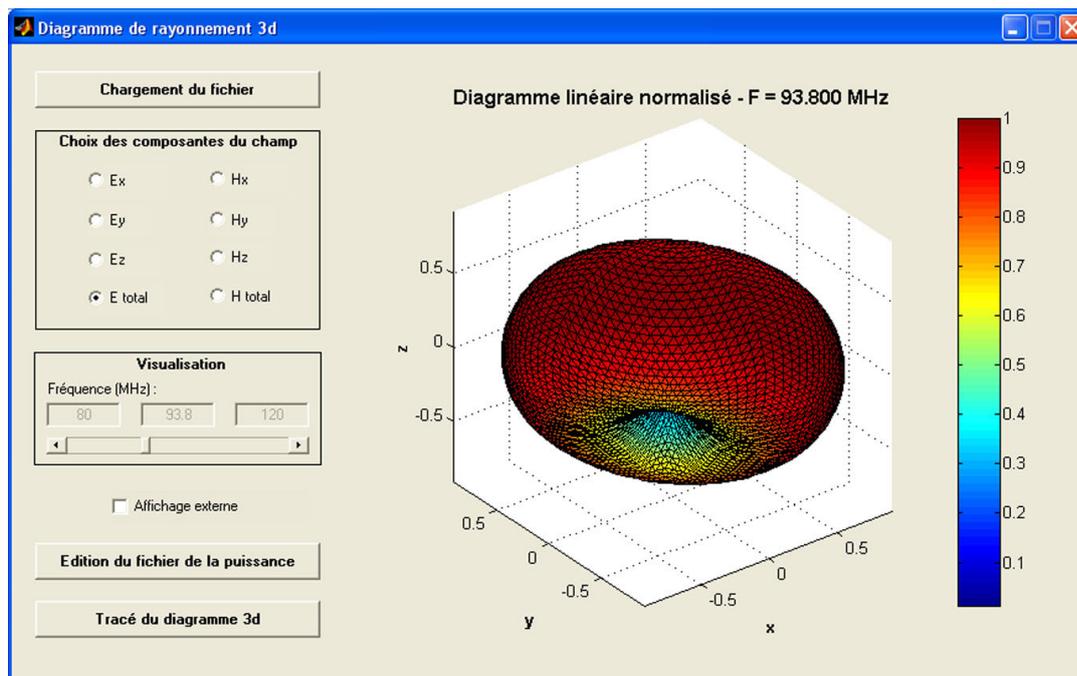
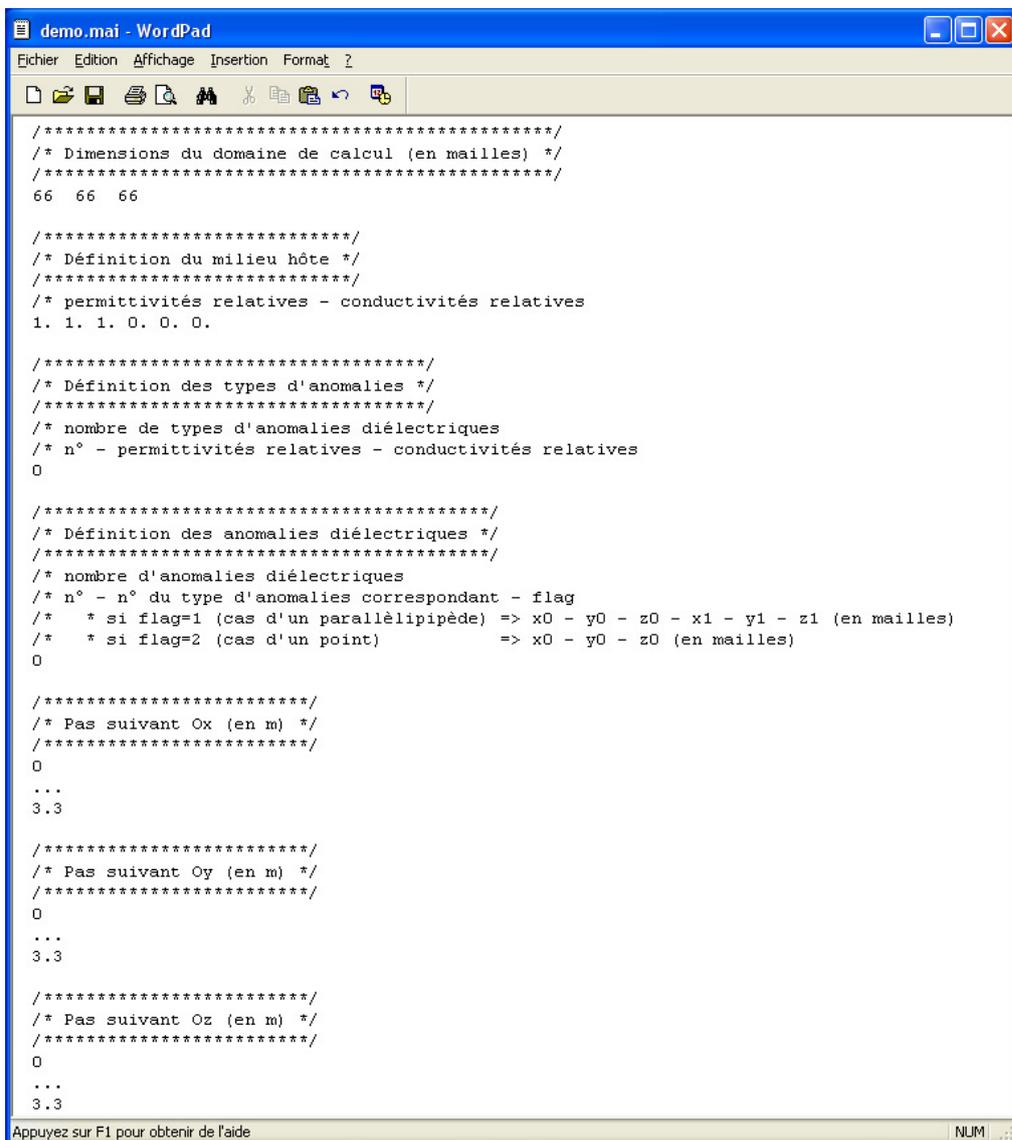


FIG. E.5: *Visualisateur de diagramme de rayonnement.*

Annexe F

Fichiers d'entrée du code FDTD



```
demo.mai - WordPad
Fichier Edition Affichage Insertion Format ?
/*****/
/* Dimensions du domaine de calcul (en mailles) */
/*****/
66 66 66

/*****/
/* Définition du milieu hôte */
/*****/
/* permittivités relatives - conductivités relatives
1. 1. 1. 0. 0. 0.

/*****/
/* Définition des types d'anomalies */
/*****/
/* nombre de types d'anomalies diélectriques
/* n° - permittivités relatives - conductivités relatives
0

/*****/
/* Définition des anomalies diélectriques */
/*****/
/* nombre d'anomalies diélectriques
/* n° - n° du type d'anomalies correspondant - flag
/* * si flag=1 (cas d'un parallépipède) => x0 - y0 - z0 - x1 - y1 - z1 (en mailles)
/* * si flag=2 (cas d'un point) => x0 - y0 - z0 (en mailles)
0

/*****/
/* Pas suivant Ox (en m) */
/*****/
0
...
3.3

/*****/
/* Pas suivant Oy (en m) */
/*****/
0
...
3.3

/*****/
/* Pas suivant Oz (en m) */
/*****/
0
...
3.3
Appuyez sur F1 pour obtenir de l'aide NUM
```



```

Demo-1 - WordPad
Fichier Edition Affichage Inspection Format 2

/* Définition des points de sortie de courants */
/* Définition des points de sortie de courants - nom du fichier (*.psc)
/* n° - n° fil - n° segment
0
//
// Définition des points de sortie des dérivées de courants */
// Définition des points de sortie des dérivées de courants - nom du fichier (*.psdc)
/* n° - n° fil - n° segment
0
//
// Définition des points de sortie des charges */
// Définition des points de sortie des charges - nom du fichier (*.psq)
/* n° - n° fil - n° noeud
0
//
// Définition des liaisons
// Définition des fils en l'air */
// nombre de fils en l'air
// liste des n° des fils (+/-: + => fil, - => début)
0
//
// Définition des fils adaptés à l'air */
// liste des n° des fils adaptés à l'air
// liste des n° des fils (+/-: + => fil, - => début)
0
//
// Définition des fils adaptés au métal */
// nombre de fils adaptés au métal
// liste des n° des fils (+/-: + => fil pour la fin)
0
//
// Définition des fils adaptés au métal */
// nombre de fils adaptés au métal
// liste des n° des fils (+/-: + => fil pour la fin)
0
//
// Définition des résistances */
// nombre de résistances
/* n° - n° fil - n° segment - valeur de la résistance (en Ohm)
0

Demo-1 - WordPad
Fichier Edition Affichage Inspection Format 2

//
// Définition des capacités */
// nombre de capacités
/* n° - n° fil - n° segment - valeur de la capacité (en F) - tension initiale (en V)
0
//
// Définition des selfs */
// nombre de bobines
/* n° - n° fil - n° segment - valeur de l'inductance (en H)
0
//
// Définition des impulsions pour les générateurs */
// nombre de types d'impulsions
/* n° - flag
/* * si flag=1 (profil gaussien: f(t)=A.exp(-(t-to)/sigma)^2) => A - to - sigma
/* * si flag=2 (profil sinusoïdal: f(t)=A.sin(n.pi.freq.t)) => A - n - freq
/* * si flag=3 (profil biexponentiel: f(t)=A.(exp(-a1.t)-exp(-a2.t))) => A - a1 - a2
0
//
// Définition des générateurs de tension */
// nombre de générateurs de tension - nom du fichier (*.psg)
/* n° - n° fil - n° segment - n° du type d'impulsion correspondant
0
//
// Définition des générateurs de courant */
// nombre de générateurs de courant
/* n° - n° fil (+/-: + => hard source, - => soft source) - n° segment - n° du type d'impulsion correspondant
0
//
// Définition des points de sortie en champs lointains */
// nombre de points de sortie en champs lointains - flag (0 si temporel, 1 si fréquentiel) - nom du fichier (*.czl)
/* n° - x - y - z (en m)
1602 1 etalon.czl
1 1.65 1.65 101.342
2 9.49591 1.65 101.342
3 1.65 9.49591 101.342
1599 1.65 9.49591 -98.0417
1600 -6.19851 1.65 -98.0417
1601 1.65 -6.19851 -98.0417
1602 1.65 1.65 -98.35
// Définition de la surface de Huygens:
/* xmin - xmax - ymin - ymax - zmin - zmax (en mailles)
5 83 83 5 63

Appuyez sur F1 pour obtenir de l'aide

```


Bibliographie

- [1] **E. Andres**
Cercles discrets et rotations discrètes, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, 1992.
- [2] **L.R. Arnaut**
Comments on «Investigation of the field uniformity of a mode-stirred chamber using diffusors based on acoustic theory», IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, vol. 45, n° 1, pp 146–147, 2003.
- [3] **H.J. Asander, G. Eriksson et al.**
Field uniformity analysis of a mode stirred reverberation chamber using high resolution computational modeling, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility, pp 285–290, Denver, 2002.
- [4] **L. Baï, L. Wang et al.**
Reverberation chamber modeling using FDTD, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility, pp 7–11, Seattle, 1999.
- [5] **L. Baï, L. Wang et al.**
Effects of paddle configurations on the uniformity of the reverberation chamber, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility, pp 12–16, Seattle, 1999.
- [6] **S. Baranowski, L. Koné et al.**
Use of ray theory to calculate the field in oversized cavities : comparison between line source and dipole excitations, International Wroclaw symposium and exhibition on electromagnetic compatibility, vol. 1, pp 115–118, Wroclaw, 2002.
- [7] **B. Barlaud**
Etude, préparation de la caractérisation et simulation d'un nouveau concept de chambre réverbérante, Rapport de stage de DESS, Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2001.
- [8] **J.P. Bérenger**
Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, Journal of computational physics, pp 363–379, 1995.

- [9] **P. Besnier**
Analyse modale d'une chambre réverbérante à brassage de modes à l'aide d'une simulation numérique de la propagation du champ électromagnétique basée sur la méthode TLM, Colloque international sur la compatibilité électromagnétique, pp 159–164, Lille, 1996.
- [10] **M. Bonilla**
Contribution à l'étude des méthodes d'analyse électromagnétique temporelle des dispositifs micro-ondes et non linéaires, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie de Paris VI, 2002.
- [11] **P. Bonnet**
Résolution des équations de Maxwell instationnaires et harmoniques par une technique de volumes finis. Applications à des problèmes de compatibilité électromagnétique, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2001.
- [12] **G.E.P. Box, G.M. Jenkins et al.**
Time series analysis : forecasting and control, Prentice Hall, 1994.
- [13] **J.E. Bresenham**
Algorithm for computer control of a digital plotter, IBM system journal, vol. 4, n° 1, pp 25–30, 1965.
- [14] **C. Bruns**
Three-dimensional simulation and experimental verification of a reverberation chamber, Thèse de doctorat, Université de Zurich, 2005.
- [15] **C.F. Bunting, K.J. Moeller et al.**
A two-dimensional finite-element analysis of reverberation chambers, IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, vol. 41, n° 4, pp 280–289, 1999.
- [16] **C.F. Bunting**
Shielding effectiveness in a two-dimensional reverberation chamber using finite-element techniques, IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, vol. 45, n° 3, pp 548–552, 2003.
- [17] **C.F. Bunting, K.J. Moeller et al.**
Finite element analysis of reverberation chambers : a two-dimensional study at cutoff, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility, pp 208–212, Denver, 1998.
- [18] **N.P. Chavannes**
Local mesh refinement algorithms for enhanced modeling capabilities in the FDTD method, Thèse de doctorat, Université de Zurich, 2002.
- [19] **J. Clegg, A.C. Marvin al.**
Optimisation of stirrer designs in a mode stirred chamber using TLM, Assemblée générale de l'URSI, AE.P.3, Maastricht, 2002.

- [20] **A.R. Coates, A.P. Duffy et al.**
Validation of mode stirred reverberation chamber modelling, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility (EMC Europe), pp 35–40, Milan, 2002.
- [21] **D. Coeurjolly**
Algorithmique et géométrie discrète pour la caractérisation des courbes et des surfaces, Thèse de doctorat, Université Lumière de Lyon II, 2002.
- [22] **I. Debled-Rennesson**
Étude et reconnaissance des droites et plans discrets, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, 1995.
- [23] **P. Degauque, J. Hamelin**
Compatibilité électromagnétique : bruits et perturbations radioélectriques, Collection technique et scientifique des télécommunications, DUNOD, 1990.
- [24] **C. Delannoy**
Programmer en Fortran 90 - Guide complet, EYROLLES, 2000.
- [25] **B. Desgraupes**
Latex : apprentissage, guide et référence, VUIBERT, 2003.
- [26] **A.P. Duffy, A.J.M. Williams**
Optimising mode stirred chambers, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility (EMC Zurich), pp 685–688, Zurich, 1999.
- [27] **M. Estève**
Mise en service d'une chambre réverbérante à brassage de modes, Rapport de stage de DESS, Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2002.
- [28] **F. Gardiol**
Électromagnétisme, Traité d'électricité, vol. 3, École polytechnique de Lausanne, 1996.
- [29] **J. Gilbert, R. Holland**
Implementation of the thin-slot formalism in the finite-difference EMP code THREDII, IEEE Transactions on nuclear science, vol. 28, n° 6, pp 4269–4274, 1981.
- [30] **M.C. Girard**
Traitement de données de télédétection, DUNOD, 1999.
- [31] **K. Harima**
FDTD analysis of electromagnetic fields in a reverberation chamber, IEICE Transactions on communications, vol. E81-B, n° 10, pp 1946–1950, 1998.
- [32] **R.G. Harrington**
Matrix methods for field problems, Proceedings of IEE, vol. 55, n° 2, pp 136–149, 1967.

- [33] **D.A. Hill**
Plane wave integral representation for fields in reverberation chamber, IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, vol. 40, n° 3, pp 209–217, 1998.
- [34] **F. Hoëppe**
Analyse du comportement électromagnétique des chambres réverbérantes à brassage de modes par l'utilisation de simulations numériques, Thèse de doctorat, Université de Lille, 2001.
- [35] **F. Hoëppe, S. Baranowski et al.**
Use of a statistical gauge to test theoretical simulations of the field distribution in over sized electromagnetic cavities, European symposium on electromagnetic compatibility, vol. 1, pp 557–561, Bruges, 2000.
- [36] **R. Holland, L. Simpson**
Finite-difference analysis of EMP coupling to thin struts and wires, IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, vol. 23, n° 2, pp 88–97, 1981.
- [37] **L.B. Jackson**
Digital filters and signal processing, Kluwer academic publishers, 1989.
- [38] **P.B. Johns, R.L. Beurle**
Numerical solution of two-dimensional scattering problems using a transmission line matrix, Proceedings of IEE, vol. 118, n° 9, pp 1203–1208, 1971.
- [39] **M. Krumpholz, P. Russer**
On the dispersion in TLM and FDTD, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol. 42, n° 7, pp 1275–1279, 1994.
- [40] **K.S. Kunz, R.J. Luebbers**
The finite difference time domain method for electromagnetics, CRC Press, 1993.
- [41] **D.H. Kwon, R.J. Burkholder et al.**
Ray analysis of electromagnetic field build-up and quality factor of electrically large shielded enclosures, IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, vol. 40, n° 1, pp 19–26, 1998.
- [42] **E. Laermans, D. De Zutter**
Modelled field statistics in two-dimensional reverberation chambers, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility (EMC Europe), pp 41–44, Milan, 2002.
- [43] **S. Lalléchère**
Étude de conditions absorbantes pour simuler l'espace libre en électromagnétisme, Rapport de stage de DEA, Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2004.

- [44] **S. Laybros**
Utilisation du lancer de rayons pour le calcul de l'interaction d'un rayonnement électromagnétique avec des objets complexes métalliques et diélectriques, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2004.
- [45] **P. Leuchtmann, C. Bruns et al.**
On the validation of simulated fields in a reverberation chamber, European Microwave Conference, London, 2003.
- [46] **L. Levis**
Projet d'intercomparaison entre chambres réverbérantes à brassage de modes, Rapport de stage de DESS, Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2005.
- [47] **T. Liebling, H. Röthlisberger**
Infographie et applications, MASSON, 1988.
- [48] **J.M. Lopez**
Évaluation de logiciels de simulation électromagnétique pour prédiction de dimensionnement CEM des équipements de visualisation embarqués, Rapport de stage de DESS, Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2005.
- [49] **P. Marchand**
Graphics ans GUIs with Matlab, Collection technique et scientifique des télécommunications, CRC Press, 1999.
- [50] **A.C. Marvin, J.F. Dawson et al.**
Stirrer optimisation for reverberation chambers, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility (EMC Europe), pp 330–335, Eindhoven, 2004.
- [51] **F. Moglie**
Convergence of the reverberation chambers to the equilibrium analyzed with the finite-difference time-domain, IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, vol. 46, n° 3, pp 469–476, 2004.
- [52] **G. Mur**
Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations, IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, vol. 23, n° 11, pp 377–382, 1981.
- [53] **L. Musso**
Assessment of reverberation chamber testing for automotive applications, Thèse de doctorat, École polytechnique de Turin, 2003.
- [54] **M. Okoniewski, E. Okoniewska et al.**
Three-dimensional subgridding algorithm for FDTD, IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 45, n° 3, pp 422–429, 1997.

- [55] **M. Petirsch, A.J. Schwab**
Investigation of the field uniformity of a mode-stirred chamber using diffusors based on acoustic theory, IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, vol. 41, n° 4, pp 446–451, 1999.
- [56] **F. Petit**
Modélisation et simulation d'une chambre réverbérante à brassage de modes à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel, Thèse de doctorat, Université de Marne la Vallée, 2002.
- [57] **J.P. Reveillès**
Géométrie discrète, calcul en nombres entiers et algorithmique, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, 1991.
- [58] **D.F. Rogers**
Algorithmes pour l'infographie, McGRAW-HILL, 1988.
- [59] **T.K. Sarkar, O. Pereira**
Using the matrix pencil method to estimate the parameters of a sum of complex exponentials, IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 37, n° 1, pp 48–55, 1995.
- [60] **J.B. Schneider, C.L. Wagner**
FDTD dispersion revisited : faster than light propagation, IEEE Microwave and guided wave letters, vol. 9, n° 2, pp 54–56, 1999.
- [61] **G. Selli, J.L. Drewniak et al.**
An extrapolation procedure to shorten time domain simulations, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility, pp 113–117, Santa Clara, 2004.
- [62] **V. Shankar, W. Hall**
A time domain differential solver for electromagnetic scattering, URSI meeting university of Colorado, Boulder, 1988.
- [63] **D.M. Sullivan**
Electromagnetic simulation using the FDTD method, IEEE press, 2001.
- [64] **D. Sun, J. Manges et al.**
Spurious modes in finite-element methods, IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 37, pp 12–24, 1995.
- [65] **A. Taflove, S.C. Hagness**
Computational electrodynamics, Artech house, 2000.
- [66] **R. Vernet**
Analyse numérique des interactions surfaciques et volumiques des ondes électromagnétiques avec le sol. Application à la caractérisation du sol, Rapport de stage de DEA, Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2002.
- [67] **J. Vittone**
Caractérisation et reconnaissance de droites et de plans en géométrie discrète, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble, 1999.

- [68] **R. Von Mises**
Mathematical theory of probability and statistics, Academic press, 1964.
- [69] **D. Weinzierl, A. Raizer et al.**
Investigation of exciting fields in an alternative mode stirred chamber, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility (EMC Europe), pp 723–727, Eindhoven, 2004.
- [70] **K.S. Yee**
Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 14, pp 302–307, 1966.
- [71] **D. Zhang, J. Song**
Impact of stirrers position on the properties of a reverberation chamber with two stirrers, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility, pp 7–10, Denver, 2000.
- [72] *Reverberation chamber test methods*, IEC draft 61000-4-21 electromagnetic compatibility (EMC) Part 4 : testing and measurement techniques, section 21, 2000.
- [73] *Radio frequency susceptibility (radiated and conducted)*, RTCA/DO-160D environmental conditions and test procedures for airborne equipment, draft #8, section 20, 2000.
- [74] **ALINEOS**
<http://www.alineos.com/>
- [75] **Finite-difference time-domain literature database**
<http://www.fDTD.org/>
- [76] **ONERA**
<http://www.onera.fr/>
- [77] **Techniques de l'ingénieur**
<http://www.techniques-ingenieur.fr/>

Publications personnelles

Articles publiés dans des revues internationales

- [P1] **P. Bonnet, R. Vernet**
Three-dimensional FDTD modeling of a ground-penetrating experiment, International journal of applied electromagnetics and mechanics, vol. 19, pp 321–325, 2004.
- [P2] **P. Bonnet, R. Vernet et al.**
FDTD modelling of reverberation chamber, IEE Electronics letters, vol. 41, pp 1101–1102, 2005.

Communications écrites dans des colloques internationaux

- [P3] **P. Bonnet, R. Vernet**
Three-dimensional FDTD modeling of a ground-penetrating experiment, International symposium on applied electromagnetics and mechanics (ISEM), pp 398–399, Versailles, 2003.
- [P4] **P. Bonnet, R. Vernet et al.**
Coupling different numerical methods to solve an EMC problem, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility, support CD, Istanbul, 2003.
- [P5] **P. Bonnet, R. Vernet**
Adaptation de PMLs efficaces pour une méthode hybride, Colloque international de compatibilité électromagnétique (CEM'04), pp 281–284, Toulouse, 2004.

- [P6] **P. Bonnet, R. Vernet et al.**
Intégration des pertes dans les simulations temporelles des chambres réverbérantes, Colloque international de compatibilité électromagnétique (CEM'06), pp 150–152, Saint-Malo, 2006.
- [P7] **F. Diouf, F. Paladian et al.**
Probabilistic study of coupling in a reverberation chamber and relation with anechoic chamber results, International conference on embedded electromagnetic compatibility (IEEE 2emc), pp 67–73, Rouen, 2005.
- [P8] **S. Girard, F. Paladian et al.**
PICAROS program : reproducibility validation of radiated immunity and emission measurements in mode stirred reverberation chamber, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility (EMC Zurich), pp 161–164, Zurich, 2002.
- [P9] **S. Girard, F. Paladian et al.**
PICAROS program : mode stirred reverberation chamber (MSRC) comparisons on calibration measurement protocols, International conference on embedded electromagnetic compatibility (IEEE 2emc), pp 59–65, Rouen, 2005.
- [P10] **R. Vernet, P. Bonnet et al.**
Utilisation de la géométrie discrète pour la génération de maillages en FDTD, Colloque international de compatibilité électromagnétique (CEM'04), pp 277–280, Toulouse, 2004.
- [P11] **R. Vernet, S. Girard et al.**
Comparison between experimental and numerical modelizations of a mode stirred reverberation chamber, Euro Electromagnetics (EUROEM 2004), pp 76–77, Magdeburg, 2004.
- [P12] **R. Vernet, P. Bonnet et al.**
Use of the digital geometry for the generation of grids in the FDTD method, IEEE International symposium on electromagnetic compatibility (EMC Europe), pp 36–41, Eindhoven, 2004.
- [P13] **R. Vernet, P. Bonnet et al.**
Géométrie discrète pour la modélisation d'antennes en FDTD, Journées internationales de Nice sur les antennes (JINA), pp 62–63, Nice, 2004.

Conférences invitées dans des colloques internationaux

- [P14] **F. Paladian, P. Bonnet et al.**
Adaptation of deterministic and probabilistic methods to EMC problems. Application to mode stirred reverberation chambers., International conference on electromagnetics in advanced applications (ICEAA'05), support CD, Turin, 2005.

Résumé

Cette thèse concerne le développement d'une méthodologie pour la modélisation numérique de chambres réverbérantes à brassage de modes (CRBMs). Ce moyen d'essai est utilisé pour les mesures en immunité et en émission de systèmes électroniques dans le domaine de la compatibilité électromagnétique (CEM).

L'objectif de ces travaux consiste à proposer une modélisation numérique qui prend en compte un maximum de caractéristiques réelles des CRBMs. L'outil numérique utilisé pour la résolution des équations de Maxwell est la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Les caractéristiques géométriques des équipements présents dans les CRBMs sont retranscrites dans le domaine numérique à l'aide de la géométrie discrète qui contrairement aux maillages commerciaux permet de contrôler les propriétés topologiques des maillages tridimensionnels obtenus. Les caractéristiques intrinsèques (le facteur de qualité essentiellement) sont intégrées a posteriori via un filtre spécifique appliqué aux solutions temporelles sans perte. Une étude approfondie de l'influence de la source (position, type...) sur la puissance numérique injectée est également présente. Enfin, ces travaux de thèse se concluent par une confrontation directe entre des résultats numériques et expérimentaux suivant les critères normatifs et statistiques actuels.

Mots-clés : CEM, DFDT, CRBM, comparaison expérimental/numérique, géométrie discrète, recalage en puissance.

DUAL THEORY/EXPERIMENT APPROACH FOR MSRC MODELLING

Abstract

This Ph.D thesis deals with computing a full methodology to simulate the behaviour of Mode Stirred Reverberation Chambers (MSRCs). With this test facility, immunity and susceptibility experiments for electronic devices may be achieved in the domain of electromagnetic compatibility (EMC).

The aim of these works is to propose a numerical modelling of MSRC which takes into account as many real characteristics as possible. The FDTD method is used to solve Maxwell's equations. The geometrical characteristics of MSRC devices are applied in the numerical domain with the help of digital geometry; it enables to control the topologic properties of tridimensional meshes. The intrinsic characteristics (MSRC losses) are integrated in a post treatment process involving a specific filter. The influence of the source on the numerical incident power is carefully detailed. Eventually, these works end with a comparison between numerical and experimental results based upon normative and statistic criteria.

Keywords : EMC, FDTD, MSRC, experiments vs numerical simulations, digital geometry, incident power fitting.