



L'ÉLECTROMAGNÉTISME, 150-1 UNE SCIENCE EN PLEINE ACTION !

Analyse Physique des chambres réverbérantes à brassage de modes

Physical analysis of mode-stirred reverberation chambers

Florian Monsef, Andrea Cozza***

**Département de Recherche en Electromagnétisme, Laboratoire des Signaux et Systèmes (L2S) – UMR 8506
Univ. Paris-sud, SUPELEC, CNRS – 91192 Gif-sur-Yvette, Florian.Monsef@lss.supelec.fr*

***Département de Recherche en Electromagnétisme, Laboratoire des Signaux et Systèmes (L2S) – UMR 8506
Univ. Paris-sud, SUPELEC, CNRS – 91192 Gif-sur-Yvette, Andrea.Cozza@ieee.org*

Mots-clefs : chambres réverbérante à brassage de modes, cavités, statistique, milieux complexes
Mode-stirred reverberation chambers, cavities, statistics, complex media

Résumé

Les chambres réverbérantes à brassage de modes (CRBM) sont des dispositifs entrant dans la catégorie des milieux complexes. L'exploitation des résonances et des réverbérations ont en fait un moyen d'essai pour les tests d'immunité aux ondes en compatibilité électromagnétique (CEM). De par sa constitution, ce moyen d'essai est économiquement avantageux. Toutefois, de par la nature complexe et la grande sensibilité aux conditions limites, une approche statistique est souvent avantageuse dans la description d'un tel dispositif. Une telle approche est maîtrisée et fréquemment utilisée lorsque la CRBM est utilisée à haute fréquence. Le but de cette communication est de présenter un état de l'art sur les modèles physiques et/ou statistiques de ce moyen d'essai et de montrer que le comportement à haute fréquence peut s'avérer inattendu.

Introduction

Les chambres réverbérantes à brassage de modes (CRBM) sont des cavités conductrices électriquement grandes, utilisées à des fins de tests en compatibilité électromagnétique (CEM). Les deux principaux domaines d'applications de ce genre de dispositifs portent, d'une part, sur la génération de champs électromagnétiques intenses dans les tests d'immunité aux ondes, et d'autre part, sur les mesures de puissances rayonnées.

Le brassage de mode consiste à utiliser une pale métallique rotative, appelé brasseur (cf Fig. 1), dont le rôle est de modifier les conditions limites, et ce afin de générer différentes topographies de champs ; idéalement, afin d'assurer une uniformité statistique du niveau de champ maximum. Le caractère statistique de cette uniformité réside dans la génération de réalisations via le brasseur ; elle revête un caractère spatial également car cette dernière est définie en huit points de l'espace délimitant le volume utile [1] (cf Fig. 1).

Dans une utilisation classique, l'uniformité du champ est le critère communément adopté dans la qualification d'une CRBM. Le degré optimal d'uniformité est obtenu lorsque la CRBM est dite surmodée. Ce régime est typiquement d'autant plus assuré que l'on travaille à haute fréquence. A contrario, la chambre est dite « sous-modée » lorsque celle-ci est utilisée à des fréquences proches de la fréquence minimale d'utilisation communément appelée LUF (pour Lowest Usable Frequency) ; dans ce cas le degré moyen d'uniformité est dégradé.

Pour prédire le degré d'uniformité en fonction des paramètres de la CRBM un calcul du champ est nécessaire. Comme nous le verrons, l'approche statistique est la plus robuste et la mieux adaptée.

1. Modèle théorique du champ dans une CRBM

Une CRBM est une cavité métallique dans laquelle le champ $E(r,f)$ est décomposable en une somme infinie de modes [2], telle que

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, f) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \varphi_i(f) \mathbf{e}_i(\mathbf{r}), \quad (1)$$

où a_i et $\mathbf{e}_i(\mathbf{r})$ correspondent respectivement au couplage de l'émetteur au i -ème mode et à la topographie spatiale du i -ème mode. La fonction $\varphi_i(f)$ quant à elle correspond à la réponse en fréquence (du i -ième mode) ; celle-ci est du type Lorentzienne et est définie dans le cas présent telle que,

$$\varphi_i(f) = \frac{-2if}{f^2 - f_i^2 - \frac{if f_i'}{Q_i}} \quad (2)$$

où f_i et Q_i sont respectivement la fréquence propre et le facteur de qualité du i -ème mode.

La présence du brasseur ainsi que de l'objet sous test ne permettent pas d'adopter les formes canoniques des topographies modales classiques obtenues dans une cavité parallélépipédique. C'est pourquoi certains auteurs [3] [4] ont recours à la simulation afin de calculer numériquement le champ décrit par (1). Cette technique est très utile pour avoir les détails fins du champ. En revanche, pour établir le degré d'uniformité en fonction des paramètres de la CRBM, et ce, de manière prédictive, une approche si possible analytique est nécessaire.

La complexité de connaître, *a priori*, les topographies modales $\mathbf{e}_i(\mathbf{r})$ rendent une détermination déterministe et analytique quasi impossible. C'est pourquoi, il est d'usage de considérer le champ décrit par (1) comme une variable aléatoire [5] [6] ainsi que ses paramètres modaux [7].

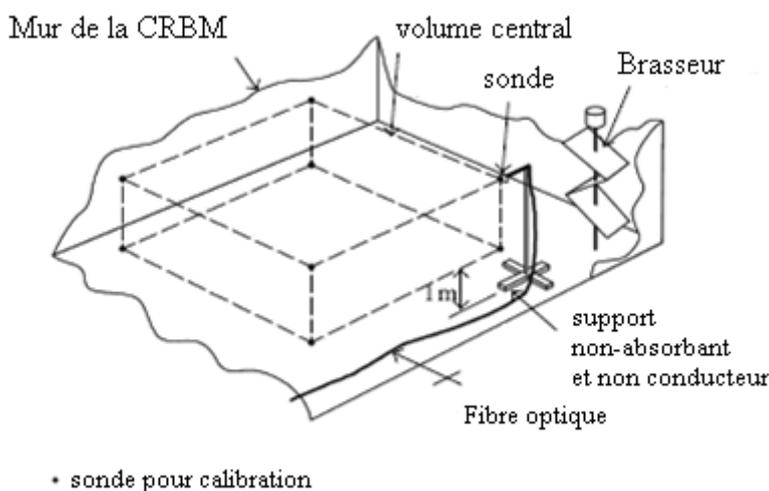


Figure 1. Constitution d'une CRBM.

2. Comportement d'une CRBM à haute fréquence

2.1. Comportement moyen

Si le nombre de modes excités par une source est théoriquement infini, ces derniers ne le sont pas de manière identique [8]. L'homogénéité du champ sera d'autant mieux assurée que le nombre de modes, effectivement excités proche de la fréquence de travail, est important.

A partir de la formule de Weyl [9] on peut établir l'évolution de la densité modale, i.e., du nombre moyen de modes par unité de fréquence dans une cavité de forme quelconque. Pour une cavité 3D, la densité de modes est une fonction quadratique croissante avec la fréquence. Ceci explique que régime surmodé est obtenu à haute fréquence.

Pour un tel régime, la méconnaissance de modèle statistique des paramètres modaux a amené à considérer le champ comme une superposition infinie d'ondes planes [10]. Le nombre infini de degré de liberté permet alors d'établir que les parties imaginaire et réelle du champ suivent une loi Normale en vertu du théorème limite centrale [11]. Il est intéressant de noter que la même loi est obtenue par une approche « thermodynamique » consistant à maximiser l'entropie du système [12], sans pour autant considérer un nombre infini de degré de liberté.

Ce modèle asymptotique permet d'établir les lois de probabilité des grandeurs dérivées du champ telles que la puissance moyenne reçue ou encore celle de la puissance maximale. Il est aisé de montrer que la puissance moyenne reçue par une antenne suit une loi du χ^2 à deux degrés de liberté [5]. Ceci est utile pour prédire l'intervalle de confiance de la puissance émise par une source dans les mesures de puissances rayonnées.

Pour les tests d'immunité la question ne se limite pas à une estimation de la valeur moyenne mais de savoir estimer la puissance maximale incidente sur un objet sous test à partir d'une mesure de référence en un point fixe qui, par essence, ne se situe pas à l'emplacement de l'objet sous test. Des travaux sur cette question ont été menés il y a quelques années [13]. Il y a été montré comment estimer le niveau de puissance maximale P_{\max} impactant sur un objet à partir d'une mesure de puissance moyenne P_{moy} effectuée sur une antenne de référence, et ce, pour un intervalle de confiance arbitraire $(1-\alpha)$. L'estimation de P_{\max} à partir de P_{moy} est telle que

$$P_{\max} [\text{dBm}] = t_{\alpha}[\text{dB}] + P_{\text{moy}}[\text{dBm}] \quad (3)$$

Le niveau de confiance exprime le fait que la valeur obtenue en (3) a une probabilité α d'être inférieure à la valeur maximale réellement incidente sur l'objet sous test. L'expression (3) est donc à considérer comme une borne basse du maximum de puissance de test. Pour un intervalle de confiance de 95%, i.e., $\alpha=5\%$, on montre sur la Fig. 2 l'évolution de $t_{5\%}$ en fonction du nombre de positions indépendantes du brasseur [13].

Au-delà de l'intérêt métrologique, cette courbe apporte un éclairage sur l'utilité du brasseur et plus précisément sur l'influence du nombre indépendants de pas associés. Pour un nombre de pas inférieur à 8, la borne basse de la puissance maximale estimée est inférieure à la puissance moyenne relevée sur l'antenne de référence. En d'autres termes, le faible nombre de réalisations générés par le brasseur ne permet pas d'assurer une puissance maximale homogène autour de l'objet sous test et plus généralement dans le volume central de test.

A contrario, pour un nombre élevé d'états de brassage la borne basse de la valeur maximale de la puissance est, comme intuitivement espérée, supérieure à la valeur moyenne mesurée au niveau de l'antenne de référence.

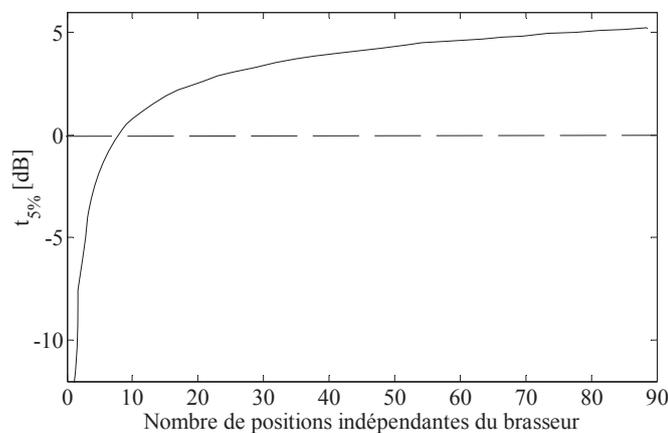


Figure 2 : en additionnant la puissance moyenne P_{moy} estimée par $t_{5\%}$, on obtient une borne basse de la puissance maximale P_{\max} impactant sur un objet sous test dans un test d'immunité, et ce, dans 95% des cas.

Ces résultats sont intéressants d'un point de vue pratique mais repose sur l'hypothèse d'un champ diffus obtenu dans un régime surmodé.

2.2. Comportement réel

Bien que la limite permettant de passer à un régime surmodé reste une question ouverte à l'heure actuelle, il est d'usage de penser que si ce régime est vérifié à une fréquence f_1 , il en sera de même en $f_2 > f_1$. Ce raisonnement est justifié si l'on considère l'évolution de la densité modale dérivée de la formule de Weyl. En toute rigueur, cette loi de variation n'est vraie qu'en moyenne.

Ainsi si le nombre de modes est considéré comme une grandeur aléatoire, la densité modale issue de Weyl correspond à la valeur moyenne et la variance est quant à elle fonction du type de modes et/ou du type de cavités.

En effet la forme d'une cavité et donc d'une chambre réverbérante a un impact direct sur le type de modes qui prennent naissance. On distingue les systèmes intégrables des systèmes chaotiques. Les premiers correspondent à des cavités à formes régulières alors que les seconds correspondent à des cavités irrégulières. Il a été montré [14] que la statistique des espacements entre fréquences propres diffère suivant le type de modes considéré. Les deux types de modes donnent lieu à deux statistiques distinctes décrivant l'espace moyen entre fréquences propres adjacentes. Ainsi, l'espace séparant deux modes adjacents intégrables suit une loi de Poisson alors que les l'espace moyen entre modes chaotiques suit une loi de l'ensemble orthogonal gaussien (noté GOE pour Gaussian Orthogonal Ensemble) [15] qui correspond à une loi de Rayleigh.

Comme expliqué précédemment, le nombre de modes contribuant à la statistique du champ dans une CRBM sont proches de la fréquence de travail. La plage sur laquelle les modes « utiles » se situent autour de la fréquence de travail est de l'ordre de la bande modale, notée B_M et définie telle que,

$$B_M = \frac{f}{Q}, \quad (4)$$

où Q est le coefficient de qualité moyen de la chambre à une fréquence f . Il est à noter que ce facteur de qualité doit être en toute rigueur considéré comme une variable aléatoire [16]. Nous ne détaillerons pas ce point ici et adopterons l'approche usuelle d'un facteur de qualité moyen. Le nombre moyen de modes obtenus dans une bande modale B_M par la dérivation de la formule de Weyl est notée M_W .

Aussi, suivant le type de modes excités (intégrables ou chaotiques) la variance du nombre « utiles » de modes peut être très variable localement comme montré Fig. 3 [17]. On a fait figurer en abscisse le nombre moyen de modes M_W ; en ordonnée on a représenté la moyenne (trait gras), l'écart-type (tirets) ainsi que la mode (trait plein fin) du nombre local de modes.

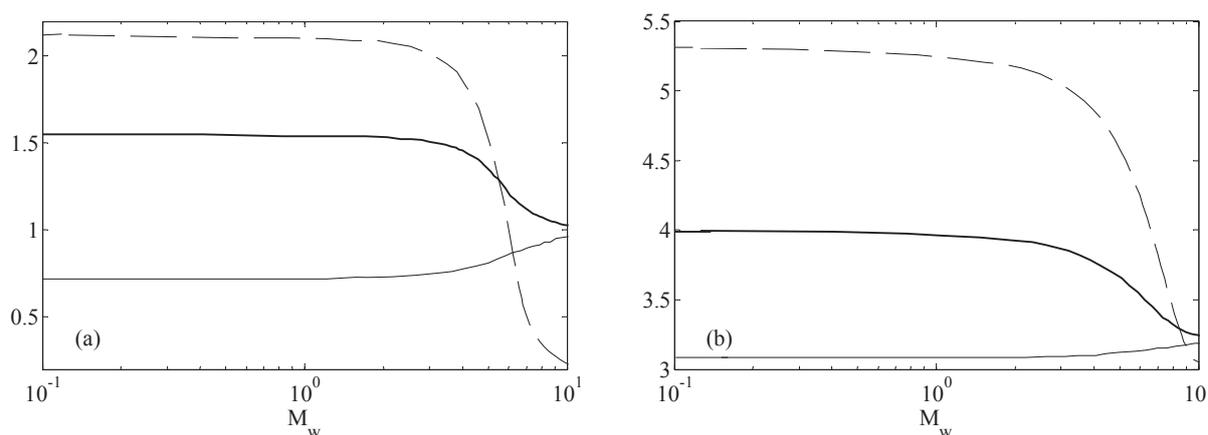


Figure 3 : Moyenne (trait gras), écart-type (tirets) et mode (trait plein fin) du nombre de modes contenus dans une bande modale B_M . Les cas des modes chaotiques (a) et non-chaotiques (b) sont considérés.

La statistique obtenue pour les cas non-chaotiques peut surprendre et poser un problème de l'utilisation de la formule de Weyl à haute fréquence dans la mesure où une chambre réverbérante est de forme parallélépipédique. En effet, comme montré Fig. 3b le nombre moyen de modes locaux, noté M_{LOC} , peut être supérieur d'un facteur 4 à M_W . Si l'on considère la mode, qui est par définition la valeur la plus fréquente, ce facteur se réduit à 3 environ.

En réalité, La présence du brasseur et d'une simple antenne donne lieu à l'apparition de modes chaotiques dans une CRBM. Dans ce cas, la statistique GOE est à considérer pour de tels modes. On constate dans ce cas que pour un nombre de modes M_W supérieur à 10 la moyenne et la mode tendent vers le modèle de Weyl ; et cela avec un écart-type qui décroît. En revanche, pour un recouvrement modal menant à des valeurs de M_W unitaire le nombre de modes trouvés localement est, en moyenne, 50% supérieur à M_W .

Conclusions

Des travaux récents ont permis d'estimer les bornes basses des niveaux de champ maximaux impactant sur les objets sous tests pour des tests d'immunité en CRBM. Toutefois ces prédictions supposent un régime surmodé où l'hypothèse d'un champ gaussien est acceptable du fait du grand nombre de modes contribuant à la statistique.

Toutefois, ce nombre de modes est à relativiser sachant que l'estimation de ces derniers découle souvent de la formule de Weyl qui ne donne que le nombre moyen de modes. Le nombre de modes localement excités peut en effet fluctuer considérablement et mener à des niveaux d'homogénéité du champ qui sont insuffisants. Comme montré ici, cette éventuelle insuffisance n'est pas forcément à imputer à une mauvaise conception de la chambre mais bien à la physique interne à celle-ci.

Références bibliographiques

- [1] *Reverberation chamber test methods*, International Electrotechnical Commission (IEC), Std. 61 000-4-21, 2011.
- [2] R. Harrington, *Time-Harmonic Fields*, N. Y. McGraw-Hill, Ed., 1961.

- [3] P. Bonnet, R. Vernet, S. Girard, F. Paladian *et al.*, “Intégration des pertes dans les simulations temporelles des chambres réverbérantes,” in *13ème Colloque international et exposition sur la compatibilité électromagnétique (CEM'2006)*, 2006.
- [4] V. Mariani Primiani and F. Moglie, “Numerical simulation of reverberation chamber parameters affecting the received power statistics,” *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, no. 99, pp. 1–11.
- [5] J. Kostas and B. Boverie, “Statistical model for a mode-stirred chamber,” *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 33, no. 4, pp. 366–370, 1991.
- [6] T. Lehman, “A statistical theory of electromagnetic fields in complex cavities,” *Interaction Notes*, vol. 494, 1993.
- [7] A. Cozza, “The role of losses in the definition of the overmoded condition for reverberation chambers and their statistics,” *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, no. 99, pp. 1–12, 2011.
- [8] F. Monsef, “Why a reverberation chamber works at low modal overlap,” *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on*, vol. accepted for publication, in press, 2012.
- [9] H. Weyl, “Das asymptotische verteilungsgesetz der eigenwerte linearer partieller differentialgleichungen (mit einer anwendung auf die theorie der hohlraumstrahlung,” *Mathematische Annalen*, vol. 71, no. 4, pp. 441–479, 1912.
- [10] D. Hill, “Plane-wave integral representation for fields in reverberation chambers,” *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 40, pp. 209–217, 1998.
- [11] A. Papoulis, *Probability, random variables, and stochastic processes*, 2nd ed. New York: McGraw-Hill, Inc., 1984, ch. 9, pp. 245–247.
- [12] E. Parent and J. Bernier, *Le raisonnement bayésien : modélisation et inférence*. Springer, 2007.
- [13] M. Hoiyer, “Maximum power available to stress onto the critical component in the equipment under test when performing a radiated susceptibility test in the reverberation chamber,” *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 48, no. 2, pp. 372–384, 2006.
- [14] H. Stöckmann, *Quantum chaos: an introduction*. Cambridge University Press, 2007.
- [15] M. L. Mehta, *Random matrices*. Academic press, 2004, vol. 142.
- [16] Arnaut-L.R., Gradoni-G., “Probability distribution of the quality factor of a mode-stirred reverberation chamber,” *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 55, pp. 35-44, 2013.
- [17] A. Cozza, “Probability distributions of local modal-density fluctuations in an electromagnetic cavity,” *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 54, pp. 954 - 967, 2012.