## Focalisation et amplification d'ondes électromagnétiques par retournement temporel dans une chambre réverbérante

### Focusing and amplification of electromagnetic waves by time-reversal in an leaky reverberation chamber

Matthieu Davy\*, Julien de Rosny<sup>\*</sup> et Mathias Fink<sup>\*</sup> <sup>\*</sup>Institut Langevin, ESPCI ParisTech, CNRS UMR 7587, Laboratoire Ondes et Acoustique, 10 rue Vauquelin, 75 231 Paris Cedex 05, France E-mail: matthieu.davy@espci.fr

#### Résumés

Le retournement temporel est utilisé dans une chambre réverbérante ouverte afin de focaliser des ondes électromagnétiques à l'extérieur de la chambre. Le champ diffus dans la cavité permet de créer des impulsions de forte amplitude grâce à la compression d'impulsion temporelle et spatiale en milieu réverbérante du retournement temporel. La dépendance du pic au point focal et de la tâche focale en fonction des paramètres expérimentaux sont étudiées. L'utilisation de retournement temporel 1 bit permet aussi d'augmenter l'amplitude du pic.

The time reversal method is used in a leaky reverberation chamber to focus electromagnetic waves outside. High amplitude peaks are generated thanks to the temporal and spatial focusing. The field in the cavity is considered as diffuse. The peak amplitude and the size of the focal spot are studied with respect to the different experimental parameters (number of antennas, initial pulse, aperture size). The one-bit time reversal is also considered to maximise the peak amplitude.

Mots clés : Electromagnétisme, Retournement temporel, cavité réverbérante, champ diffus

Key words : Electromagnetism, Time Reversal, reverberation chamber, diffuse field

#### Introduction

Le retournement temporel est un procédé étudié initialement pour focaliser des ondes acoustiques dans le temps et dans l'espace [1]. De façon concrète, deux étapes constituent son principe d'expérimentation. Tout d'abord, une source émet un signal bref qui se propage dans le milieu. La dépendance temporelle du signal est enregistrée et numérisée sur un réseau de transducteurs appelé le Miroir à Retournement Temporel (MRT). Les signaux sont alors renversés temporellement et ré-émis sur le miroir. L'onde ainsi créée parcourt dans le sens inverse le chemin initial entre la source et le miroir et vient se focaliser naturellement sur la position initiale de la source. Un signal bref compressé temporellement et spatialement est ainsi obtenu au point de focalisation.

Le retournement temporel a montré son efficacité dans les milieux hétérogènes et notamment dans les milieux multiplement diffusants. Il tire en fait partie des différentes réflexions lors de la propagation de l'onde pour améliorer la focalisation par rapport à un milieu homogène. Cette propriété est utilisée dans notre étude afin de focaliser et amplifier des ondes électromagnétiques dans une chambre réverbérante. La première expérience de retournement temporelle dans une cavité hautement réverbérante a été effectuée en acoustique avec une assiette en silicone. Draeger *et al.* ont obtenu des taux de compression spatiale et temporelle très élevés avec des ondes élastiques, même si le miroir à retournement temporel n'était composé que d'une seule voie [2].

Concernant le retournement temporel en électromagnétisme, la première expérience fut réalisée en 2004 par Lerosey *et al.* [3] à une fréquence centrale de 2,45GHz pour une bande passante de 5MHz. L'utilisation d'une chambre réverbérante mit en évidence que le retournement temporel permettait de focaliser une onde électromagnétique dans un milieu extrêmement réverbérant . Ces chambres réverbérantes sont principalement utilisées en électromagnétisme pour des tests d'immunité ou des caractérisations d'antennes [4]. Comme en acoustique, leur avantage principal réside dans la présence d'un champ diffus à l'intérieur de la cavité. Les application directes concernent notamment le domaine des communications numériques sans fil [5][6].

Dans ce papier, nous utilisons le principe du retournement temporel dans une chambre réverbérante ouverte pour focaliser et amplifier à l'extérieur de celle-ci des ondes électromagnétiques. Une ouverture de faible taille permet la transmission des ondes vers l'extérieur de la cavité. Les compressions temporelles et spatiales dues au retournement temporel permettent en fait de créer des impulsions de fortes amplitudes sur le point focal. Cet effet a été étudiée expérimentalement en acoustique par Montaldo *et al.* [7], qui montrèrent la possibilité de générer des ondes de choc en sortie d'un guide d'ondes d'aluminium. Notre étude porte sur la dépendance de la tâche focale et de l'amplitude maximale du signal aux différents paramètres expérimentaux (nombre d'antennes, impulsion initiale, surface d'ouverture de la cavité). Nous nous intéresserons aussi au retournement temporel 1-bit, qui consiste à ré-émettre le signe du signal renversé temporellement, afin de maximiser le pic au point focal.

#### 1 Configuration expérimentale



Fig. 1: gauche: image de la cavité réverbérante. droite: Schéma de la configuration expérimentale

Notre miroir à retournement temporel est constitué de huit antennes demi-ondes omnidirectionnelles, placées à l'intérieur d'une chambre parallélépipédique couverte d'aluminium (Fig. 1). La bande passante des antennes est comprise entre 2.2 et 3.2 GHz. La distance inter-antennes est de 10 cm, soit un longueur d'onde à 3 GHz. Elles sont connectées, par l'intermédiaire d'un commutateur électromécanique de 8 voies, à un générateur d'ondes arbitraire fonctionnant à un taux d'échantillonnage de 10 GS/s et possédant une bande passante de 4 GHz. L'antenne en réception, placée à 90 cm de

l'ouverture, est montée sur un banc motorisé en translation. Le signal reçu est enregistré à l'aide d'un oscilloscope digital ayant un taux d'échantillonnage maximal de 20 GS/s.

La surface d'ouverture de la cavité est rectangulaire et de dimensions 0.4\*1 m<sup>2</sup> pour une chambre de volume 2.45 m<sup>3</sup>. Les dimensions de l'ouverture peuvent être modulées grâce à des feuilles d'aluminium supposées parfaitement réfléchissantes.

En principe, lors de la première étape du procédé de retournement temporel, l'impulsion initiale devrait être émise par l'antenne extérieure et le champ enregistré sur le miroir à retournement temporel. Toutefois, du fait du théorème de réciprocité, le même signal est obtenu en émettant un impulsion sur un élément du miroir et en enregistrant sur l'antenne externe. Cela nous permet de ne pas changer les connexions du générateur et de l'oscilloscope lors d'une l'expérience.

#### 2 Résultats expérimentaux

#### 2.1 Signaux obtenus

Du fait de la forte réverbération à l'intérieur de la cavité, le signal transitoire, obtenu sur l'antenne en réception après émission d'une impulsion brève sur le miroir, possède un longs temps de réverbération. Dans le cas d'une ouverture de 0.4 m<sup>2</sup>, lorsque qu'une antenne du MRT émet une impulsion modulée par une gaussienne de largeur 1 ns à la fréquence centrale de 2.7 GHz, ce temps de réverbération est de 400 ns (Fig. 2a). Il correspond en fait à une distance parcourue de plus de 100 m avant extinction du signal. L'enveloppe de cette réponse transitoire possède une décroissance exponentielle, bien

prédite par un modèle de champ diffus. Nous pouvons l'écrire  $s(t) = \frac{AS}{\lambda D} \exp(-\alpha t)$ . Le

coefficient  $\alpha$  correspond à l'inverse du temps de Sabine, communément utilisé en acoustique des chambres. Pour une ouverture de taille *S* dans une chambre de volume *V* considéré sans autres pertes, son expression est  $\alpha = cS/V$ . Dans cette formule, *c* 

correspond à la vitesse de la lumière. Concernant le terme d'amplitude  $\frac{AS}{\lambda D}$ , A décrit

l'amplitude maximal du champ diffus sur l'ouverture,  $\lambda$  la longueur d'onde et D la distance à l'ouverture de l'antenne réceptrice. Ce facteur prend en compte la diffraction du champ par l'ouverture.



Fig. 2: (a) réponse transitoire de la chambre réverbérante pour une impulsion initiale de 1 ns à 2.7 GHz; (b) signal compressé temporellement après RT.

Les signaux transitoires sont ensuite renversés temporellement et normalisés avant d'être ré-émis par les antennes du miroir. Le signal sur l'antenne extérieure devient alors une impulsion compressé temporellement (Fig. 2b). Pour seule antenne dans le miroir, un gain de 32 dB est obtenu en comparant l'amplitude maximale du signal après RT et l'amplitude maximal du signal transitoire, pour une ouverture de la cavité de 0.4 m<sup>2</sup>. L'amplitude du pic de focalisation est linéaire en fonction du nombre d'antennes composant le miroir (Fig. 3).



Fig. 3 : amplitude du pic de focalisation (croix) en fonction du nombre d'antennes. La ligne continue correspond à un ajustement linéaire.

#### 2.2 Effet de la durée de l'impulsion initiale

Lors de la ré-émission du signal, la normalisation s'effectue par rapport au maximum de la réponse impulsionnelle reçue. Dans ce cas de figure, pour une impulsion de 9,4ns, l'amplitude du pic est de -24,6 dBm alors qu'elle atteint -6.1 dBm pour une durée 0.1 ns. On atteint ainsi un gain de près de 20dB. Pour les petites durées d'impulsion, l'amplitude de ne varie plus beaucoup. En effet, la bande passante d'impulsions aussi brèves n'est plus compatible avec la bande passante du système et donc l'amplitude sature sur la bande passante du système.



Fig. 4 : B-Scan (en dBm) de l'impulsion recrée par retournement temporel.

#### 2.3 Tâche focale

La tâche focale à -3 dB est mesurée grâce au déplacement motorisée de l'antenne extérieur. Pour une ouverture latérale de 52 cm (respectivement 16 cm), sa dimensions

est de 150 mm (resp. 400 mm) (Fig. 5). Ces résultats sont en accord avec la théorie de la diffraction pour laquelle la taille de la tâche focale est égale à  $\lambda D/L$ , avec L l'ouverture latérale,  $\lambda$  la longueur d'onde correspondant à la fréquence centrale et D la distance entre l'antenne et l'ouverture.



Fig. 5: tâche focale obtenue pour des ouvertures de 52 cm et 16 cm

De plus, la Fig. 3 montre que, si sa tâche focale est beaucoup plus large, l'ouverture la plus faible des deux présentent une amplitude maximale du champ au point focal plus important. Une étude de l'amplitude maximale du champ en fonction de la surface de l'ouverture peut donc permettre de maximiser l'amplitude du pic de retournement temporel.

#### 2.4 Taille de la surface d'ouverture

Nous avons étudiée de manière systématique l'effet de la taille de cette ouverture sur le pic de RT, en faisant varier l'ouverture de 0.01 m<sup>2</sup> à 0.4 m<sup>2</sup>. Chaque pic est moyenné sur 10 acquisitions. La courbe montre clairement une surface d'ouverture optimale proche de  $S=\lambda^2$  (Fig. 6a).



# Fig. 6: amplitude du pic de RT en fonction de la surface d'ouverture de la cavité pour le retournement temporel « classique » (a) et le retournement temporel 1 bit (b).

Dans un modèle de champ diffus, l'enveloppe du signal normalisé et retourné temporellement peut-être considéré comme la superposition d'une infinité de d'impulsion de durée  $\tau$ , i.e.

$$s(t) = \sum_{i=0}^{\infty} \exp(-\alpha \tau n) \delta(t + n\tau)$$
 (1)

où  $\delta$  représente une impulsion d'amplitude 1 et de durée  $\tau$ . Après repropagation, l'amplitude du signal au temps de focalisation s'écrit comme la convolution du signal réémis avec le signal transitoire. Son amplitude maximale devient donc :

$$r(0) = \frac{AS}{\lambda D} \sum_{i=0}^{\infty} \exp(-2\alpha \tau n) = \frac{AS}{\lambda D} \frac{1}{1 - \exp(-2\alpha \tau)}$$
 (2)

De plus, on suppose que  $\alpha \tau <<1$ , c'est à dire que le temps de réverbération  $1/\alpha$  est beaucoup plus grand que la durée de l'impulsion initiale  $\tau$ . Ainsi l'expression précédente se simplifie et devient :

$$r(0) = \frac{AV}{\lambda D c \tau}$$
(3).

Cette expression ne dépend pas de la surface d'ouverture. En réalité, le terme du au retournement temporel  $V / cS\tau$  montre qu'une ouverture plus faible améliore l'efficacité du RT en augmentant le temps de réverbération, mais ce phénomène est compensé par l'effet de la diffraction par l'ouverture (terme en  $AS / \lambda D$ ).

Toutefois, ce modèle n'est valable qu'en champ diffus, ce qui impose en premier lieu une ouverture assez faible. De plus, cette hypothèse de champ diffus n'est vérifiée dans la cavité qu'à partir d'un certain temps  $\tau_{mix}$  correspondant au temps de mixage de la cavité, c'est-à-dire l'instant à partir duquel le nombre de réflexions est suffisamment important pour considérer le champ comme diffus. Lorsque le champ n'est pas ecore diffus, le retournement temporel des ondes donne naissance à un pic de focalisation d'amplitude moins élevé car la densité d'écho est moindre.

Or pour des ouvertures plus élevées, la partie initiale du signal devient prépondérante dans l'efficacité du RT : l'amplitude maximale du signal transitoire est plus grande mais le temps de réverbération plus court (Fig. 7). Ainsi, en première approche, le pic de RT le plus élevé sera obtenu pour de très faibles ouvertures.



# Fig. 7: Enveloppe du signal pour des ouvertures $S=0.32 \text{ m}^2$ (en bleu) et $S=0.05 \text{ m}^2$ (en rouge)

Cependant, un second effet doit être pris en compte : la diffraction du champ pour des ouvertures sub-longueur d'onde. Le coefficient de transmission du champ décroît exponentiellement avec la surface si  $S < \lambda^2$ . On retrouve ici le principe de la cage de Faraday : le champ est confiné à l'intérieur de la cavité pour des ouvertures faibles devant la longueur d'onde. Finalement, l'ouverture optimale nous donnant le pic de focalisation le plus important devient donc  $S \sim \lambda^2$ .

#### 2.5 Retournement temporel 1 bit

Le principe simple du retournement temporel 1 bit permet d'améliorer le gain du retournement temporel. La première expérience de RT 1-bit fut réalisée par Derode *et al.* [8]. Le principe est le suivant : au lieu de ré-émettre le signal retourné temporellement s(t), on ne considère seulement que le signe de ce signal, soit b(t) définit par :

$$b(t) = \begin{cases} 1 & \sin s(t) \ge 0 \\ -1 & \sin s(t) < 0 \end{cases}$$
(4)

Si les résultats de compression spatiale et temporelle restent les mêmes, le pic de focalisation obtenu possède une amplitude absolue plus élevée dans le cas du retournement temporel 1 bit. Dans le cas d'un retournement temporel « classique », si *M* est le maximum du signal initial reçu, le signal sur l'antenne à l'extérieur de la cavité réverbérante après retournement temporel et compte tenue de la réciprocité des ondes électromagnétiques peut être écrit comme :

$$r(t) = \frac{1}{M} s(t) \otimes s(-t) = \frac{1}{M} \int s(\tau) s(t+\tau) d\tau$$
(5)

L'amplitude du pic du signal de retournement temporel devient :

$$r(0) = \frac{1}{M} \int s^2(\tau) d\tau$$
 (6)

Dans le cas du retournement temporel 1 bit, nous pouvons écrire :

$$u(t) = b(-t) \otimes s(t) = \int b(\tau)s(t+\tau)d\tau$$
(7)

$$u(0) = \int |s(\tau)| d\tau \tag{8}$$

On peut donc comparer l'efficacité des 2 méthodes grâce au ratio :

$$\frac{u(0)}{r(0)} = \frac{\int |s(\tau)| d\tau}{\frac{1}{M} \int s^2(\tau) d\tau} = \frac{\int \frac{|s(\tau)|}{M} d\tau}{\int \frac{s^2(\tau)}{M^2} d\tau} > 1$$
(9)

. .

ce qui assure que le RT 1-bit donne un pic plus élevé puisque  $s(t) \le M$ .

Expérimentalement, l'amplitude du pic de RT est près de quatre fois plus élevé dans le cas du RT 1 bit par rapport au RT classique (Fig. 4b). L'ouverture optimale pour générer l'amplitude maximale est toujours proche de  $\lambda^2$ .

#### Conclusion

Finalement, la combinaison d'une technique de retournement temporal avec un milieu très réverbérant permet de créer des impulsions de fortes amplitudes avec une électronique de faible puissance. L'application potentielle est le développement d'un « bazooka électromagnétique ». Si l'on récupère un signal provenant d'une cible, cet amplificateur d'ondes électromagnétiques permet de focaliser une ondes de forte amplitude sur sa position.

#### Remerciements

Cette étude est financée par la direction générale de l'armement, DGA/MRIS sous le projet REI – AORTE - #0634002. Nous remercions le centre d'étude de Gramat (CEG) pour tous les échanges scientifiques.

#### References

- [1] M. Fink, "Time reversed Acoustics", Physics Today vol.20, pp. 34-40 (1997)
- [2] C. Draeger and M. Fink, "One-Channel Time Reversal of Elastic Waves in a Chaotic 2D-Silicon Cavity", Phys. Rev. Lett. 79, 407 (1997)
- [3] G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, G. Montaldo, and M. Fink, "Time Reversal of Electromagnetic Waves", Phys. Rev. Lett. 92, 193904 (2004)
- [4] P. Corona, J. Ladbury, and G. Latmiral, "Reverberation-chamber research then and now: A review of early work and comparison with current understanding," IEEE TRANSACTIONS ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, vol. 44, no. 1, pp. 87–94 (2002).
- [5] G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, M. Fink, "Time reversal of wideband microwaves", Appl. Phys. Lett. vol. No.15, pp 154101 (2006).
- [6] B. E. Henty and D. D. Stancil, "Multipath-Enabled Super-Resolution for rf and Microwave Communication using Phase-Conjugate Arrays", Phys. Rev. Lett. 93, 243904 (2004).
- [7] G. Montaldo, P. Roux, A. Derode, C. Negreira, M. Fink, "Generation of very high pressure pulses with 1-bit time reversal in a solid waveguide", Acoustical Society of America Journal, Volume 110, Issue 6, pp. 2849-2857 (2001).
- [8] A. Derode, A. Tourin, and M. Fink, "Ultrasonic pulse compression with one-bit time reversal through multiple scattering", J. App. Phys. 85, 6343 (1999)