

SOLUTION ANALYTIQUE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE APPLIQUEE AUX CAPTEURS A TRES HAUTE RESOLUTION SPATIALE

Jean-Charles Beugnot et Luc Thévenaz

EPFL, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Institut d'Electricité, Groupe Fibre Optique,
STI IEL GR-SCI Station 11, CH-1015 Lausanne (Suisse)

jean-charles.beugnot@epfl.ch

RESUME

Nous présentons une solution analytique complète de la diffusion Brillouin basée sur une méthode de perturbation que nous appliquons aux capteurs distribués à très haute résolution spatiale. Nous décrivons complètement l'interaction entre un signal continu et une impulsion de pompe. Ce modèle prédit l'évolution de l'onde acoustique, l'amplitude du signal et la courbe de gain Brillouin quelque soit la forme temporelle de la pompe. Nous appliquons ce modèle pour définir la configuration de pompe qui améliorera la réponse des capteurs distribués à fibre optique.

MOTS-CLEFS : *Capteur distribué; diffusion Brillouin stimulée; fibre optique.*

1. INTRODUCTION

Depuis une dizaine d'années, plusieurs configurations originales de capteurs distribués à hautes résolutions spatiales basés sur une interaction pompe-signal à travers le processus de diffusion Brillouin ont été développés. Des observations expérimentales ont montré que pour des impulsions plus courtes que le temps de vie de l'onde acoustique, le spectre de gain du signal ne s'élargit plus mais tant vers la largeur naturelle du spectre Brillouin liée à l'amortissement de l'onde acoustique. Cette étonnante caractéristique a été observée pour la première fois en superposant une onde optique continue à une impulsion [1], puis en utilisant une impulsion négative [2] et récemment avec une impulsion de phase [3]. Il a été montré que ce comportement était dû aux variations rapides de l'onde de pompe sur l'onde acoustique préétablie par la composante continue de l'onde de pompe [4]. En effet, la propagation d'impulsions très courtes a un effet négligeable sur l'amplitude de l'onde acoustique et la dynamique du signal est entièrement dominée par les variations de l'onde de pompe sur l'onde acoustique établie pendant la durée de l'impulsion.

Ces observations ont été confirmées à l'aide d'un modèle numérique qui couple les trois ondes responsables de la diffusion Brillouin mais empêche toute explication physique du phénomène et rend très difficile l'amélioration de la réponse du signal. En utilisant une simple méthode de perturbation, nous résolvons analytiquement les équations couplées qui gouvernent l'interaction Brillouin pour une onde de pompe de forme temporelle arbitraire. La solution générale analytique est en bon accord avec toutes les configurations expérimentales proposées à ce jour. Grâce à cet outil, nous pouvons facilement déterminer le capteur distribué qui fournira la meilleure réponse, mais également anticiper et décrire toutes les contributions non désirées sur le signal.

2. MODELE ANALYTIQUE

Le modèle théorique que nous développons est basé sur les trois équations couplées de la diffusion Brillouin qui relient les amplitudes des trois ondes mises en jeu :

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial A_p}{\partial t} = i \frac{1}{2} g_2 A_s Q \quad (1) \quad \frac{\partial A_s}{\partial z} - \frac{1}{V_g} \frac{\partial A_s}{\partial t} = -i \frac{1}{2} g_2 A_p Q^* \quad (2) \quad \frac{\partial Q}{\partial t} + \Gamma_A Q = i g_1 A_p A_s^* \quad (3)$$

où A_s , A_p et Q sont les enveloppes de l'onde signal, pompe et acoustique. La dépendance en fréquence est définie par $\Gamma_A = i(\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma_B)/2\Omega$, où $\Omega_B/2\pi$ et $\Omega/2\pi$ représentent la fréquence

de résonance et la différence de fréquence entre la pompe et le signal. L'amortissement de l'onde acoustique (Γ_B) est relié à la largeur à mi-hauteur du spectre de diffusion Brillouin spontané $\Delta\nu_B$ par $\Gamma_B = 1/\tau_A = \pi\Delta\nu_B$ avec τ_A le temps de vie de l'onde acoustique. Les coefficients $g_{1,2}$ sont respectivement le coefficient d'électrostriction et le coefficient élasto-optique. Dans le cas d'une impulsion de pompe très courte ($T < \tau_A$), une analyse transitoire des équations 1-3 est nécessaire. Nous établissons différentes approximations pour déterminer une solution analytique générale. Tout d'abord, les pertes linéiques et la déplétion de la pompe sont négligées. Ensuite, lorsque la durée de l'interaction entre le signal et la pompe est de quelques ns on peut considérer que le gain du signal est faible. Par conséquent, l'amplitude du signal $A_s(z,t)$ s'écrit comme la somme d'une onde continue constante A_s^0 et d'un terme oscillatoire $a_s(z,t)$. La zone d'interaction entre la pompe et le signal est représentée par la distribution de l'électrostriction $g_1(z) = g_1^0 [u(z - z_0) - u(z - \Delta z - z_0)]$, où u représente la fonction échelon. Si on suppose que la fibre optique est constituée d'une succession de segment où l'électrostriction g_1 est constante (réponse impulsionnelle) alors la solution totale est donnée par la somme de chaque composante. La faible interaction et le non appauvrissement de la pompe permettent de négliger l'éq. 1. Ainsi, l'onde de pompe $A_p(z,t)$ dépend de la quantité $t-z/V_g$ (voir Fig. 1(a)) et l'amplitude de la pompe pour une impulsion carrée peut être écrite sous la forme suivante $A_p[\alpha + (\beta - \alpha)u(t - z/V_g) + (\gamma - \beta)u(t - T - z/V_g)]$, où α est réel, β et γ sont complexes. Les équations (2-3) sont résolues dans le domaine de Laplace et l'amplitude du signal pour une très faible longueur d'interaction (réponse impulsionnelle) est donnée par :

$$a_s(z,t) = \frac{g_1^0}{\Gamma_A} \left\{ \alpha^2 - \alpha^2 \Big|_{t \geq t_0} + \left(\beta\beta^* - \beta(\beta^* - \alpha) e^{-\Gamma_A(t - \frac{2z_0 - z}{V_g})} \right) \Big|_{t_0 + T \geq t \geq t_0} + \left(\gamma\gamma^* - [\gamma\beta^*(1 - e^{\Gamma_A T}) - \gamma(\alpha - \gamma^* e^{\Gamma_A T})] e^{-\Gamma_A(t - \frac{2z_0 - z}{V_g})} \right) \Big|_{t \geq t_0 + T} \right\} \quad (4)$$

où g est le coefficient de gain $-g_1^0 g_2 I_p A_s^0 / 2\Gamma_A$

3. DISCUSSIONS

Nous avons testé la validité de l'équation (4) en calculant le gain d'un signal pour différentes configurations de pompe. Tout d'abord, nous considérons une impulsion d'intensité parfaite, $\alpha = \gamma = 0$ et $\beta = 1$ et nous fixons arbitrairement l'instant quand l'impulsion de pompe rentre dans la fibre à $t=10$ ns et la fréquence de résonance Brillouin à 11GHz. La courbe rouge de la figure 1(b) représente le spectre Brillouin élargi pour une impulsion d'1ns, représentatif de l'interaction en un signal continu et une impulsion de pompe très courte.

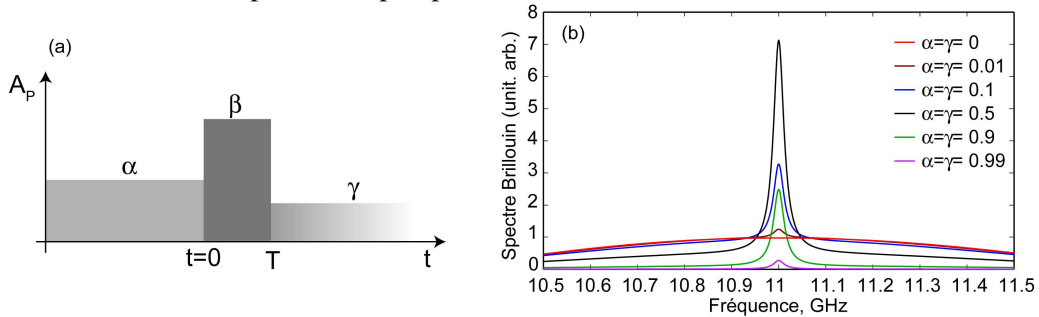


Fig. 1 : (a) Format de la pompe avec α réel, β et γ complexes. La durée de l'impulsion T définit la résolution spatiale. (b) Calcul du spectre de gain pour une impulsion d'intensité ($\beta=1$) pour différents niveaux continus.

Pour supprimer cet élargissement il suffit d'exciter l'onde acoustique avant le passage de l'impulsion de pompe [4]. La Figure 1(b) représente l'amplitude du signal en fonction de la fréquence pour différents niveaux continus superposés à l'impulsion de pompe. Dans ce cas, l'onde acoustique est préétablie avant le passage de l'impulsion de pompe et le gain augmente continuellement pendant la durée de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion superposée à un très

faible niveau continu ($\alpha=\gamma=0.1$, voir Fig. 1(b)), nous observons un piédestal dans le spectre Brillouin. Au contraire lorsque la composante continue est très élevée, le piédestal disparaît mais l'amplitude du gain est très faible. D'après l'équation 4, le contraste du signal dépend de la quantité $\alpha(\beta-\alpha)$ et la configuration de la pompe la plus efficace est obtenue pour les paramètres suivants $\alpha=\gamma=0.5$ et $\beta=1$, (Fig. 1(b)). Cependant, la modulation en phase de π d'une onde continue crée une différence d'amplitude maximale à chaque saut de phase. Comme on peut le voir sur la Fig. 2(a), quand un saut de phase de π est appliqué à $t=10$ ns, l'amplitude du signal change rapidement et décroît de manière exponentielle pendant la durée de l'impulsion T . Le saut de phase appliqué sur la pompe détruit le processus d'amplification du signal via l'onde acoustique et celle-ci tente de s'adapter lentement à la nouvelle condition d'accord de phase entre la pompe et le signal, c'est le *premier écho Brillouin*. L'équation 4 révèle que la contribution de ce terme s'arrête en même temps que l'impulsion de pompe à $t=11$ ns. Cela se traduit par un autre changement d'amplitude accompagné d'une décroissance exponentielle tant que l'onde acoustique essaie de s'adapter à la nouvelle configuration de phase, c'est le *second écho Brillouin*. Dans la configuration d'une impulsion d'intensité sans composante continue, l'interaction entre la pompe et le signal commence à $t=10$ ns suivi d'un gain exponentiel. Après le passage de l'impulsion à $t=11$ ns, l'arrêt de la pompe entraîne la fin de l'interaction (Fig. 2(a)). Dans le cas d'une impulsion très courte ($T < \tau_A$), le faible gain du signal est dû à la lente inertie de l'onde acoustique dont la durée de vie est de 10 ns.

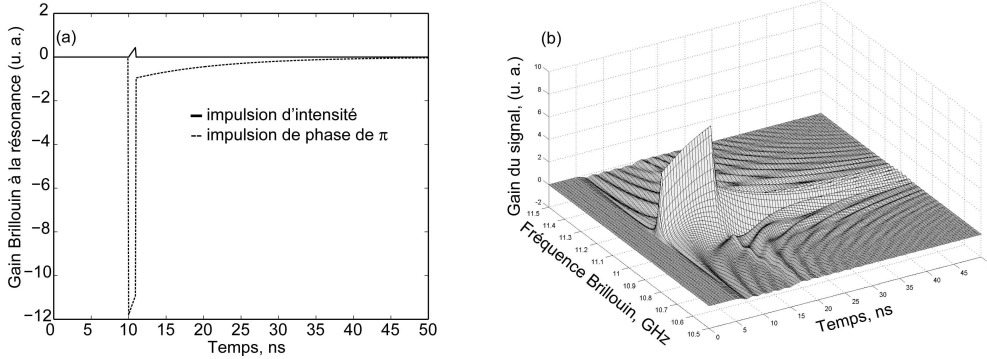


Fig. 2: (a) Calcul de la réponse impulsionnelle du signal à la résonance dans le cas d'une impulsion d'intensité ($\alpha=\gamma=0$, $\beta=1$) et pour une impulsion de phase de π ($\alpha=\gamma=1$, $\beta=-1$) pour $T=1$ ns. Dans le cas de l'impulsion de phase, le gain est 27 fois plus grand que pour la configuration en d'intensité. (b) Représentation en 3D de l'amplitude du signal, calculé d'après l'éq. 4 et pour une impulsion de phase de π d'une durée d'1 ns (résolution spatiale 10cm) en fonction de la distance et de la fréquence. Longueur d'interaction, 1m.

Comme on peut le voir sur la figure 2(a), dans la configuration en intensité, la lente formation de l'onde acoustique est une pénalité alors que cet effet donne la meilleure réponse dans la configuration des échos Brillouin. La figure 2(b) représente la solution analytique du signal en 3D obtenu pour une impulsion de phase de π d'une durée d'1 ns équivalent à une résolution spatiale de 10cm. Nous voyons clairement les deux variations rapides de l'amplitude du signal à $t=10$ ns et $t=20$ ns délimitant la zone d'interaction de 1m. La parfaite connaissance de la réponse temporelle du signal appliquée aux capteurs distribués basés sur les échos Brillouin (BEDS) est indispensable pour supprimer de manière numérique l'effet du second écho qui dégrade la qualité du signal.

Ce travail fait l'objet d'une collaboration avec la société Omnisens et l'Ecole polytechnique de Zurich (ETHZ-IGT). Nous remercions Stella Foaleng Mafang et Tom Sperber de l'Université de Tel-Aviv pour leur collaboration à cette étude.

RÉFÉRENCES

- [1] X. Bao *et al.*, *Optics Letters*, vol 24, p.510, 1999.
- [2] A. W. Brown *et al.*, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol 17, p.1501, 2005.
- [3] L. Thévenaz *et al.*, *Proceedings of Optical Fiber Sensors*, (SPIE, Perth, WA, Australia), vol 7004, 2008.
- [4] V. Lecoecuche *et al.*, *Optics Letters*, vol. 25, p.156, 2000.