

Applications de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes

Luc Thévenaz, Marc Niklès, Jacques Boschung, Philippe Robert

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
Laboratoire de Métrologie
CH-1015 Lausanne, Suisse

Tél: +41-21-693 4774 Fax: +41-21-693 2614
E-mail: Luc.Thevenaz@mef.de.epfl.ch

L'exploitation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques a connu un regain d'intérêt ces dernières années, surtout en raison de la récente disponibilité de sources laser adéquates. Ces nouvelles sources puissantes, compactes et très cohérentes, tels les lasers Nd:YAG pompés par des diodes laser, permettent à présent de mettre confortablement en évidence les effets de cette diffusion.

L'effet Brillouin est une diffusion inélastique entre un photon incident et un phonon de la branche acoustique du milieu de propagation, par opposition à l'effet Raman pour lequel la diffusion est réalisée par interaction entre un photon et un phonon de la branche optique. Les phonons dits acoustiques se distinguent par une faible énergie et une grande impulsion, au contraire des phonons dits optiques.

Dans les fibres optiques, il est aisé de créer les conditions pour que la version stimulée de la diffusion Brillouin soit observée, pour laquelle la cause de la diffusion (l'onde acoustique) se voit renforcée par son effet (l'onde diffusée). Cette diffusion stimulée est classée dans les effets optiques non linéaires, car l'intensité de l'onde diffusée ne dépend pas linéairement de l'intensité de l'onde optique incidente, mais de façon exponentielle.

L'intérêt pour cette diffusion tient essentiellement à deux raisons: il s'agit de l'effet non linéaire dans les fibres optiques ayant le seuil d'observation le plus bas, et sa signature est dépendante de grandeurs tel que la température ou l'état de contrainte mécanique de la fibre.

Approche phénoménologique de la diffusion Brillouin stimulée

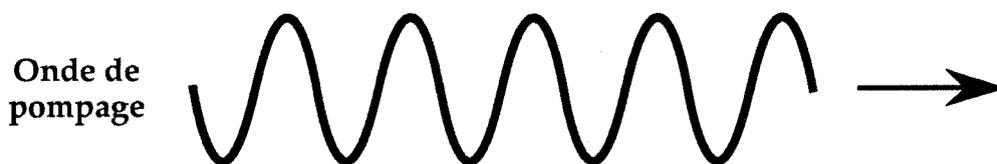
Dans ce processus de diffusion, trois ondes interagissent: l'onde optique incidente dite de pompage, l'onde acoustique et l'onde optique diffusée. Une approche corpusculaire naïve, consistant à appliquer les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion pour les deux photons et le phonon en interaction, a l'avantage de donner une première idée sur les caractéristiques de la diffusion, soit:

- Compte tenu que seules deux directions de propagation sont possibles dans la fibre (en avant et en arrière), l'onde diffusée se propage obligatoirement en direction opposée à celle de l'onde de pompage (diffusion vers l'arrière), l'onde acoustique allant de ce fait dans le même sens que l'onde de pompage.
- La fréquence de l'onde diffusée est décalée vers le bas par rapport à celle de l'onde de pompage. Le décalage de fréquence est égal à la fréquence de l'onde acoustique et vaut:

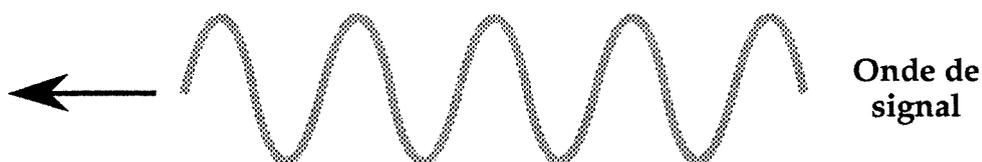
$$\nu_B = \frac{n v_A}{\lambda} \quad (1)$$

où n est l'indice de réfraction, v_A la vitesse acoustique dans le milieu et λ la longueur d'onde de l'onde de pompage. Ce décalage vaut environ 13 GHz pour une longueur d'onde de 1300 nm.

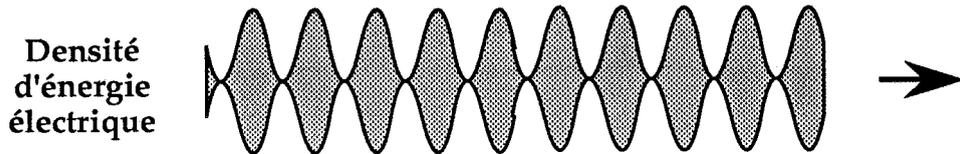
Cette approche corpusculaire ne fournit toutefois aucune information sur les phénomènes mis en jeu et, de ce fait, une approche ondulatoire sera privilégiée ici. Ainsi, on suppose que deux ondes optiques se propagent dans la fibre optique monomode: tout d'abord, une onde de pompage se propageant vers l'avant:



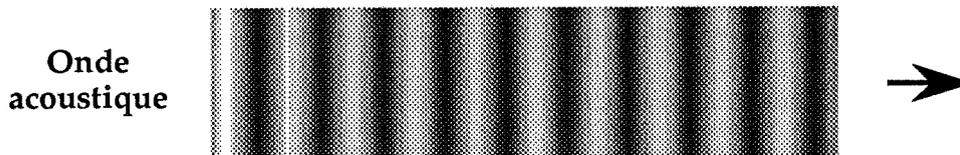
et une onde de signal se propageant vers l'arrière, de fréquence légèrement inférieure:



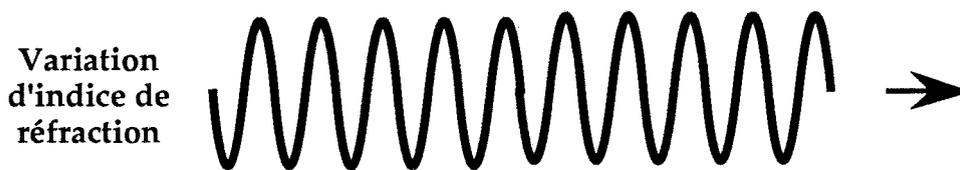
Ces deux ondes sont parfaitement superposées et vont donc interférer, les maxima d'interférences étant séparé par une distance d'une demi-longueur d'onde, car les ondes se propagent en sens inverse. La figure d'interférence n'est pas statique et se déplace aussi vers l'avant, compte tenu de la différence de fréquence des ondes. Ainsi, la densité d'énergie électrique dans le milieu présente une structure périodique en mouvement, reflétant la distribution d'intensité résultant de l'interférence:



Par l'intermédiaire de l'électrostriction, qui est le phénomène inverse de l'effet photo-élastique, les zones de forte densité d'énergie électrique vont se trouver comprimées, créant une onde de pression dans le milieu. Cette onde suit les maxima d'interférence, donnant formation à une onde acoustique:



Cette onde acoustique, par effet photo-élastique, induit une variation périodique de l'indice de réfraction se déplaçant à la vitesse de l'onde acoustique, créant un réseau de Bragg en mouvement:



Ce réseau va à son tour diffracter vers l'arrière l'onde de pompage, la fréquence de l'onde diffractée se trouvant diminuée par le décalage Doppler dû au déplacement du réseau.

Maintenant, pour une seule différence de fréquence ν_B entre les deux ondes optiques bien précise, correspondant à l'expression déduite par une approche corpusculaire, la fréquence de l'onde diffractée est égale à celle de l'onde de signal et va ainsi la renforcer. L'amplitude de l'interférence s'en trouve augmentée, créant de

ce fait une onde acoustique plus importante, qui va elle-même donner un réseau de Bragg plus prononcé. Ceci va améliorer l'efficacité de diffraction, ce qui renforce d'autant plus l'onde de signal, et ainsi de suite. Cette stimulation permet donc de réaliser un transfert non négligeable d'énergie entre onde de pompage et onde de signal. Cette dernière va ainsi subir une amplification en se propageant dans la fibre, et tout se passe comme si le milieu présentait un gain pour cette onde, pour autant qu'elle ait le bon écart de fréquence avec l'onde de pompage.

L'accroissement d'intensité subi par l'onde de signal sera proportionnel aux intensités des ondes de pompe et de signal, puisque elles participent les deux à la formation de l'onde acoustique:

$$dI_s = g_o^B I_p I_s dz \quad (2)$$

où g_o^B représente le coefficient de gain Brillouin. De ce fait, le signal va croître de façon exponentielle avec la distance:

$$I_s(z) = I_s(0) e^{g_o^B I_p z} \quad (3)$$

pour autant que l'intensité de la pompe puisse être considérée comme constante, c'est-à-dire que le transfert d'énergie entre pompe et signal reste négligeable. Cet accroissement exponentiel n'est donc valable que pour des petits signaux et, dès que le signal devient comparable à la pompe, il apparaît un effet de saturation.

Par ailleurs, si l'onde de signal présente un écart de fréquence avec l'onde de pompe légèrement différent de celui donné par l'expression (1), elle va tout de même être amplifiée, mais dans une moindre mesure. La largeur spectrale de la courbe de gain n'est donc pas arbitrairement étroite, car le réseau de diffraction formé par l'onde acoustique n'est pas infiniment long. Ceci provient du fait que la propagation des ondes acoustiques dans le milieu subit un amortissement, se traduisant par un temps de vie limité des phonons. Il en résulte que la distribution spectrale de la courbe de gain Brillouin suit une distribution de Lorentz:

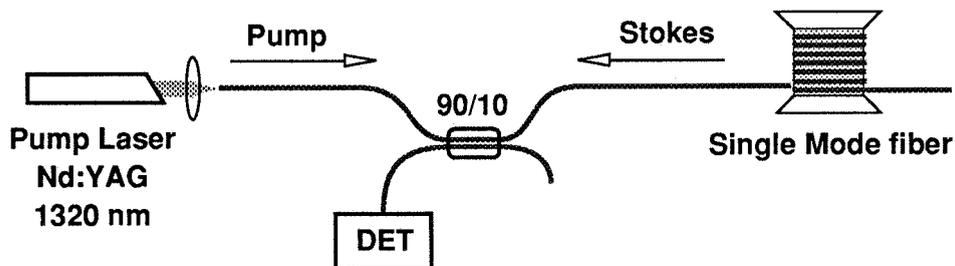
$$g^B(\nu) = g_o^B \frac{\left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_o)^2 + \left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2} \quad (4)$$

où $\nu_0 = \nu_{pompe} - \nu_B = \nu_{pompe} - \frac{n\nu_A}{\lambda}$ est la fréquence nominale de la diffusion Brillouin au centre de la courbe de gain et $\Delta\nu$ est la largeur de la distribution spectrale de gain à mi-hauteur.

Cette largeur $\Delta\nu$ est inversement proportionnel au temps de vie des phonons et vaut une vingtaine de MHz dans la silice pure pour une longueur d'onde de 1300 nm. Des mesures très précises réalisées à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne ont démontré que cette largeur est proche de 35 MHz pour des fibres optiques monomodes ordinaires ($\Delta n = 5 \cdot 10^{-3}$) [7] et augmente sensiblement lorsque l'écart d'indice Δn est plus élevé. La raie d'amplification Brillouin est donc très fine et nécessite que l'onde de pompage ait une largeur spectrale beaucoup plus étroite, afin de ne pas étaler la courbe de gain résultante et en diminuer la valeur maximale. Cette contrainte a longtemps retardé l'exploitation des propriétés de la diffusion Brillouin, jusqu'à l'apparition récente de sources lasers Nd:YAG compactes pompées par diodes laser et émettant vers 1319 nm une puissance de 100 mW et plus.

Sources laser Brillouin à fibre optique

La présence d'un gain dans le milieu laisse envisager la possibilité de compenser les pertes de propagation très faibles de la fibre et de générer de cette façon continûment de la lumière cohérente. La configuration la plus simple consiste à réaliser une source laser à une seule passe, selon le schéma ci-dessous:



Pour une certaine puissance de la pompe, l'amplification cumulée sur toute la longueur de la fibre est telle que la puissance du bruit de fond amplifié devient comparable à celle de la pompe. Dès ce moment-là, toute la puissance de la pompe se trouve transférée dans l'onde de signal, qui est appelée selon l'usage onde Stokes. Ce comportement est illustré dans la figure 1. A 1300 nm, ce seuil est atteint dans les fibres optiques ordinaires avec une puissance proche de 10 mW sur une longueur de 10 km. Pour une fibre plus longue, le seuil est atteint avec une puissance encore plus faible. Un tel comportement peut constituer une limitation pour les transmissions

optiques, dans le sens que le signal transmis va pomper le milieu et peut donner naissance à une onde Stokes se propageant en sens inverse. Cette onde Stokes va s'amplifier au détriment du signal et l'affaiblir en conséquence, induisant une perte de transmission supplémentaire. Il faut toutefois noter que la largeur spectrale du signal transmis est en règle générale beaucoup plus grande que la largeur du gain Brillouin, diminuant d'autant l'efficacité de la diffusion stimulée.

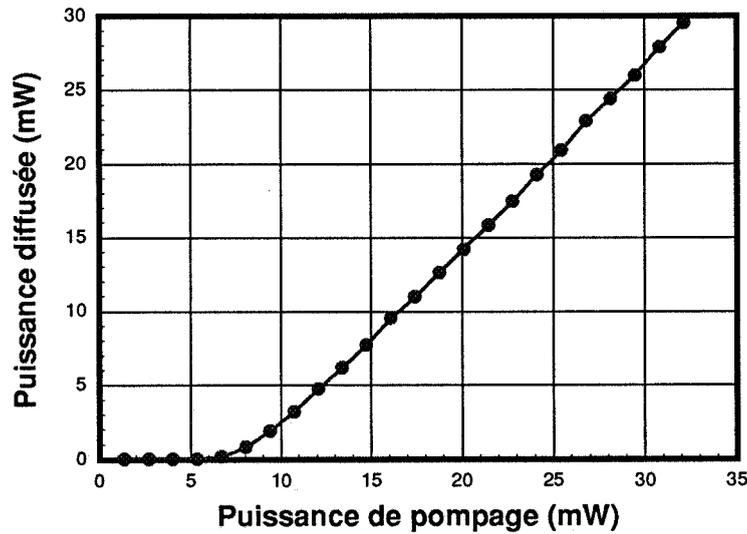
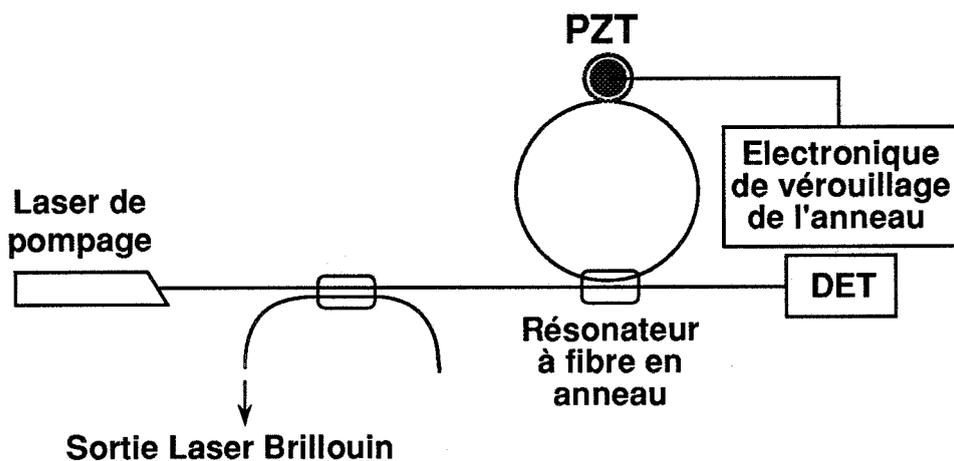


Fig.1 Puissance diffusée par effet Brillouin en fonction de la puissance injectée dans une fibre optique monomode de 11.8 km.

Une configuration de source plus performante a retenu l'attention de plusieurs équipes ces dernières années, dans laquelle la génération de l'onde Stokes se fait dans une cavité, à l'aide d'un résonateur tout-fibre en anneau [1,2].



Un tel anneau, s'il se trouve accordé en résonance sur la fréquence de l'onde de pompage, permet d'atteindre des puissances circulantes plusieurs dizaines de fois plus élevées que celle de l'onde incidente [3]. Une onde Stokes va pouvoir de ce fait

être générée dans la cavité, sa fréquence correspondant au mode longitudinal de la cavité le plus proche du maximum de la distribution spectrale de gain Brillouin. Pour un tel résonateur construit à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, la puissance récoltée vers l'arrière à la sortie du résonateur est donnée dans la figure 2, en fonction de la puissance de pompe injectée à l'entrée de l'anneau. Le seuil pour l'émission Brillouin est atteint dans cet anneau pour une puissance de pompage de 0,4 mW seulement. Ensuite, pour des puissance de pompage plus élevées, la puissance de l'onde Stokes devient suffisante pour qu'elle génère à son tour sa propre onde Stokes. Celle-ci va se propager dans le même sens que la pompe et n'est donc pas détectée vers l'arrière. Cela se traduit toutefois sur la figure 2 par une saturation de la puissance de l'onde Stokes 1. Ce phénomène de pompage successif a permis de générer des ondes Stokes jusqu'à l'ordre 4.

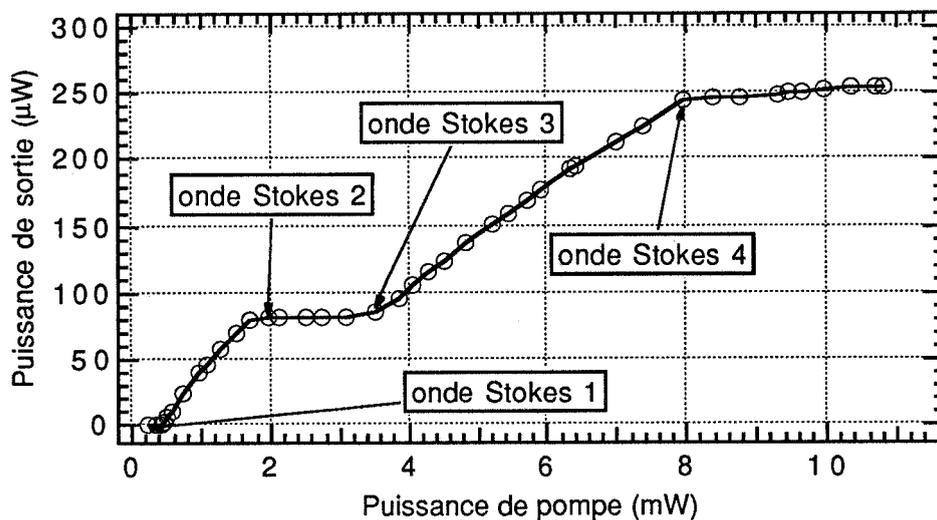
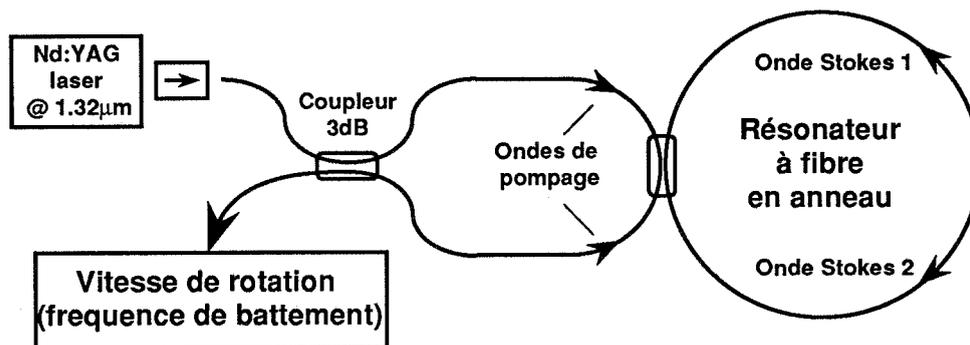


Fig.2 Puissance de sortie du laser Brillouin (vers l'arrière) en fonction de la puissance de pompage.

Un des principaux avantages d'une telle source en anneau, outre sa simplicité de mise en oeuvre, est son extrême cohérence, en raison de l'étroitesse spectrale de la courbe de gain Brillouin. Ainsi, grâce au rétrécissement dynamique des résonances propre aux cavités actives, les ondes Stokes générées dans ce type de résonateur ont des largeurs de raie bien inférieures au kilohertz [2]. La cavité construite à l'EPFL a permis de mesurer une largeur de raie d'émission de 7 Hz, en utilisant le battement optique entre deux ondes Stokes d'ordre différent. Grâce à la diffusion Brillouin, il est donc possible de mettre en oeuvre des sources lasers d'une extrême cohérence, d'une façon simple et sans utiliser de fibres spéciales.

Les sources lasers Brillouin à fibre font actuellement l'objet d'études pour réaliser des gyroscopes lasers [4]. Pour cette application, la lumière de pompage est injectée dans les deux directions d'un résonateur à fibre en anneau. Les ondes Stokes générées en sens opposé vont présenter des fréquences différentes lorsque la cavité est en rotation, les chemins optiques n'étant plus identique en raison de l'effet Sagnac. Après superposition des ondes Stokes, la fréquence du signal de battement ainsi produit fournit directement l'information sur la vitesse de rotation.



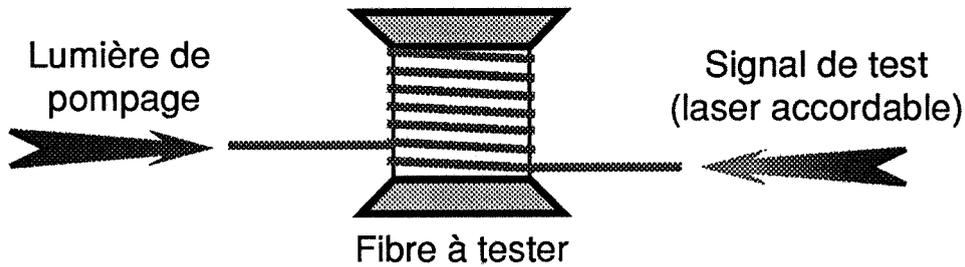
La réciprocité est bien assurée, du fait que les ondes Stokes sont générées à partir de la lumière provenant de la même source. De plus, les ondes Stokes n'entrent pas en compétition, car leurs ondes de pompage sont distinctes. Ces deux points rendent ce type de laser très attractif pour cette application. La principale limitation provient de l'effet Kerr, qui apparaît lorsque les ondes Stokes ne présentent pas la même intensité dans la cavité [5].

Application aux capteurs

Une autre classe d'applications de la diffusion Brillouin stimulée est celle des capteurs à fibre optique. Dans ce cas, le but n'est pas de générer de la lumière, mais de mesurer l'écart du centre de la courbe de gain Brillouin par rapport à la fréquence de la pompe. En effet, ce décalage est donné par $\nu_B = \frac{nv_A}{\lambda}$, où n est l'indice de réfraction et v_A est la vitesse acoustique dans la fibre. Ainsi, toute influence extérieure tendant à modifier la vitesse acoustique et, dans une moindre mesure, l'indice de réfraction, va pouvoir être mesurée en évaluant le déplacement spectral de la courbe de gain Brillouin. C'est en particulier le cas pour la température et les contraintes appliquées à la fibre.

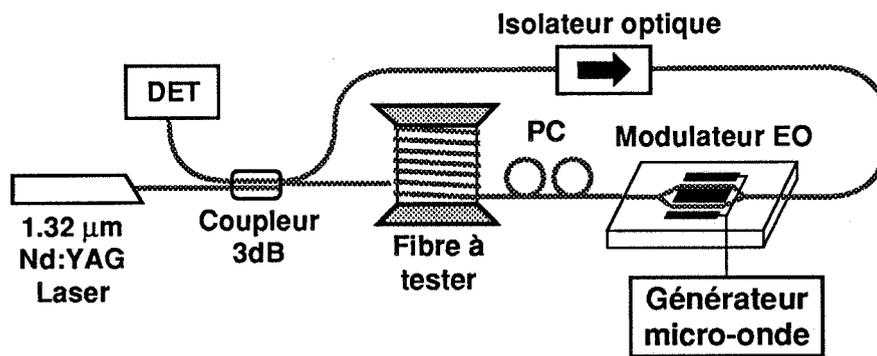
Pour déterminer le décalage ν_B , la lumière de pompage est injectée dans la fibre optique, à un niveau toutefois inférieur au seuil d'émission laser. A l'autre extrémité

de la fibre, la lumière d'une source accordable est aussi injectée dans la fibre et se propage ainsi en sens inverse [6].



En accordant la source sur une fréquence $\nu_{pompe} - \nu_B$ correspondant à la position de la courbe de gain Brillouin générée par la pompe, il sera possible d'observer en variant la fréquence l'amplification de ce signal de test par diffusion Brillouin stimulée et de déterminer la fréquence correspondant au maximum de gain.

Bien que dans son principe la mesure soit simple, l'ajustement et le maintien des deux sources sur une différence de fréquence bien déterminée ne sont guère aisés, rendant une mesure précise difficile. A l'EPFL, une méthode de mesure n'utilisant qu'une seule source a été mise au point, dans laquelle le signal de test est généré à l'aide d'un modulateur optique intégré à très large bande [7]. La distribution spectrale du gain Brillouin est déduite simplement en observant l'amplification subie par les bandes latérales de modulation dans le spectre optique. Ainsi, la courbe de gain pourra être explorée de façon très précise et sans fluctuations en variant simplement la fréquence du signal électrique appliqué aux électrodes du modulateur.



Une telle méthode a permis de mesurer très précisément le déplacement de la courbe de gain en fonction de la température, comme le montre la Figure 3. La position du centre de la courbe de gain se déplace ainsi de 1.3 MHz par degré K pour une fibre optique ordinaire.

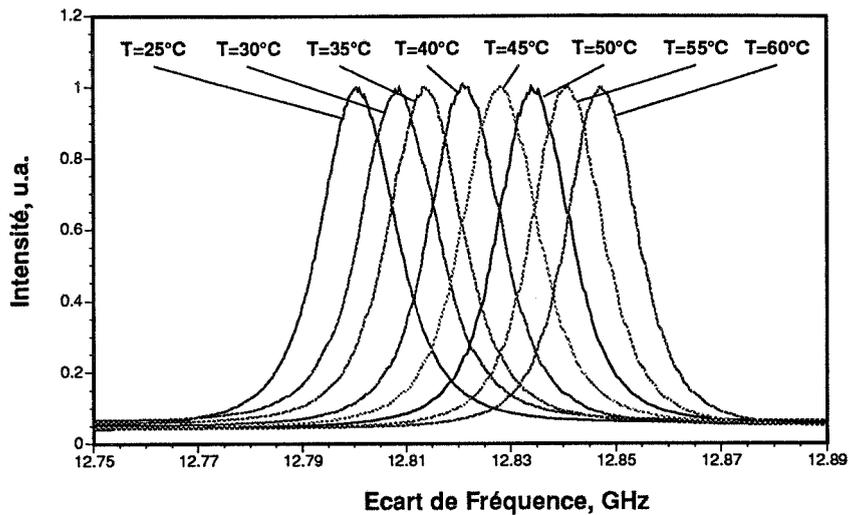


Fig.3 Courbes de gain Brillouin d'une fibre optique de 700m à différentes températures.

Le principal intérêt de ce type de mesure provient du fait qu'il est possible de mesurer localement la courbe de gain, à différentes positions le long de la fibre et de réaliser ainsi un capteur distribué. Les différentes positions sont atteintes à l'aide d'un codage temporel adéquat, en utilisant des signaux sous forme d'impulsions et en effectuant un traitement du signal de type OTDR. Plusieurs équipes se sont penchées sur le problème et ont démontré la faisabilité de ce type de capteur, en l'appliquant soit à la mesure des contraintes [8], soit à la mesure de température [9]. Ces équipes ont utilisés deux sources distinctes pour le signal de pompage et le signal de test et formaient leurs impulsions à l'aide de modulateurs acousto-optiques. De bons résultats ont été obtenus, avec une résolution en température de l'ordre du degré et une résolution spatiale de 5 mètres. Pour cette dernière valeur, il s'agit de la limite théorique qui est atteinte, dans le sens que les impulsions optiques nécessaires pour obtenir cette résolution couvrent une étendue spectrale équivalente à la largeur de la courbe de gain Brillouin. Il ne faut donc plus s'attendre à des progrès sensibles quant à la résolution spatiale.

A l'EPFL, un capteur de température distribué a aussi été développé, basé sur le même principe qu'exposé précédemment, en utilisant une seule source et un modulateur d'intensité large bande intégré. Dans ce cas, le modulateur permet non seulement de générer le signal de test, mais aussi de coder les signaux de pompe et de test sous forme d'impulsions. De plus, en utilisant judicieusement la réflexion à l'extrémité de la fibre, l'accès à une seule extrémité de la fibre est nécessaire, ce qui

présente un grand avantage dans la pratique. La figure 4 montre une telle mesure réalisée avec ce capteur.

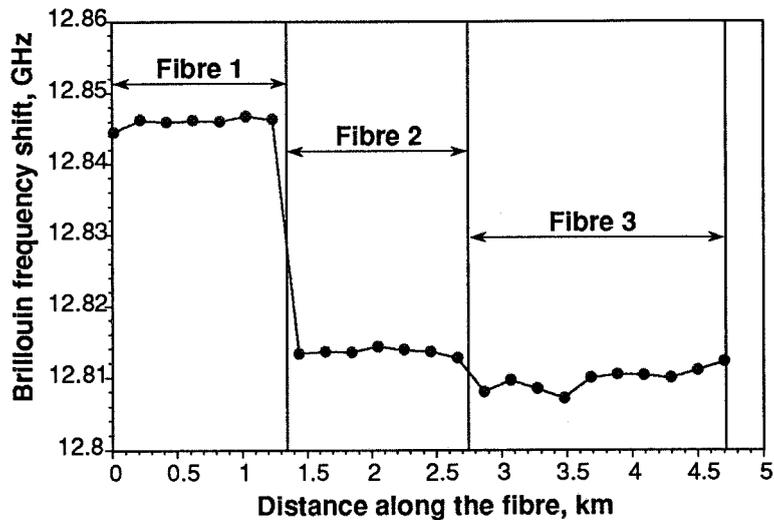


Fig.4 Décalage Brillouin mesuré ponctuellement le long de trois fibres optiques monomodes soudées les unes aux autres. La fibre 1 a été chauffée à une température de 50° C.

En guise de conclusion, nous pouvons encore dire que, compte tenu des puissances relativement faibles nécessaires, la diffusion Brillouin stimulée est un effet optique non linéaire qui permet d'entrevoir des développements dans un proche avenir, en particulier dans les situations où les phénomènes linéaires se sont avérés peu appropriés. Elle présente de plus l'avantage de ne pas imposer l'utilisation de fibres spéciales, ce qui est un atout économique incontestable pour des mesures distribués sur de longues distances.

Références

1. L.F.Stokes, M.Chodorow, H.J.Shaw, *Opt. Lett.* **7**, 509 (1982).
2. S.P.Smith, F.Zarinetchi, S.Ezekiel, *Opt. Lett.* **16**, 393 (1991).
3. L.F.Stokes, M.Chodorow, H.J.Shaw, *Opt. Lett.* **7**, 288 (1982).
4. F.Zarinetchi, S.P.Smith, S.Ezekiel, *Opt. Lett.* **16**, 229 (1991).
5. S.Huang, L.Thévenaz, K.Toyama, B.Y.Kim, H.J.Shaw, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **5**, 365 (1993).
6. N.Shibata, R.G.Waarts, R.P.Braun, *Opt.Lett.* **12**, 269 (1987).
7. M.Niklès, L.Thévenaz, P.Robert, *Proceedings of the Conference on Nonlinear Guided-Wave Phenomena*, OSA Publications, 92 (1993).
8. T.Horiguchi, T.Kurashima, M.Tateda, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **2**, 352 (1990).
9. X.Bao, D.J.Webb, D.A.Jackson, *Opt. Lett.* **18**, 552 (1993).
10. M.Niklès, L.Thévenaz, P.Robert, *Proceedings of the Conference on Optical Fiber Communications OFC'94*, OSA Publications, paper WF1, 89 (1994).