

L'ÉMISSION LASER PAR DIFFUSION BRILLOUIN STIMULÉE DANS LES FIBRES OPTIQUES

THÈSE N° 1740 (1997)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT D'ÉLECTRICITÉ

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

Alain KÜNG

Ingénieur en microtechnique diplômé EPF
originaire de Sursee (LU)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. Ph. Robert, directeur de thèse
Prof. B.Y. Kim, corapporteur
Prof. R.-P. Salathé, corapporteur
Dr L. Thévenaz, corapporteur
Prof. M. Tur, corapporteur

Lausanne, EPFL
1997



*L'émission laser
par diffusion Brillouin stimulée
dans les fibres optiques*



Résumé-Abstract



Avant-propos



Table des matières



Curriculum vitae

Résumé

Parmi les diverses sources de diffusion figure la diffusion Brillouin spontanée, qui résulte de l'interaction entre la lumière et les ondes acoustiques d'origine thermique se propageant dans le milieu. A partir d'une certaine intensité lumineuse, l'interférence entre la lumière incidente et la fraction de lumière ainsi rétrodiffusée, appelée onde Stokes, est capable par le biais de l'électrostriction de générer une onde acoustique, qui à son tour diffuse la lumière incidente et renforce l'intensité de la lumière rétrodiffusée. La mise en équation de ce processus de diffusion Brillouin stimulée montre que ce transfert d'énergie de l'onde incidente à l'onde Stokes est formellement équivalente à un gain optique et permet donc d'obtenir une émission laser. Dans le cas des fibres optiques, les caractéristiques spectrales de ce gain Brillouin dépendent non seulement du type de fibre utilisé, mais aussi de la température et des contraintes qui lui sont appliquées.

Une émission laser stable et continue n'est obtenue qu'à l'aide d'une rétroaction, qui peut être réalisée grâce à un résonateur en anneau. Il est alors primordial de bénéficier d'une caractérisation précises de ces résonateurs, et une nouvelle méthode, basée sur la diffusion Rayleigh dans l'anneau à fibre mesurée par un réflectomètre optique, a été développée lors de ce travail.

Lorsque la puissance de l'onde incidente injectée à la cavité en anneau, appelée onde de pompe, est augmentée, l'intensité de l'onde Stokes s'accroît pour à son tour jouer le rôle de pompe et génère une onde Stokes du deuxième ordre. Suivant ce schéma, une multitude de d'ordres Stokes peuvent être obtenue. A partir des équations du gain Brillouin et de celles de la cavité en anneau, un modèle dépendant uniquement de l'intensité de l'onde de pompe permet de trouver les expressions du seuil et de l'intensité de chaque onde Stokes générée. Les critères pour l'obtention d'un seuil minimal ainsi que les considérations de rendement et de comportement en température sont abordés, et étayés par des mesures réalisées sur différents lasers Brillouin en anneau.

Cependant, la modélisation du laser Brillouin basée uniquement sur l'intensité des ondes optiques circulant dans l'anneau est incomplète, car le gain Brillouin dépend de l'interférence entre l'onde de pompe et l'onde Stokes. L'analyse des modes propres de polarisation de l'anneau en fonction de sa biréfringence permet de connaître en tout point la polarisation respective de l'onde de pompe et de l'onde Stokes pour en déterminer leur "efficacité de

mélange". Le gain Brillouin sur un tour de l'anneau est ainsi précisément déterminé. Bien que cette analyse ne porte que sur des anneaux dont la biréfringence est connue, anneaux utilisant des fibres à biréfringence linéaire ou circulaire, elle sert aussi à tirer quelques conclusions au sujet d'anneaux où la biréfringence n'est pas contrôlée. Des mesures effectuées sur un anneau à biréfringence circulaire confirment ce développement théorique.

La fréquence de l'émission du laser Brillouin est imposée par la condition de résonance de la cavité et s'adapte en permanence à toute grandeur modifiante, comme par exemple lors d'un changement de température. Cette fréquence d'émission est aussi modifiée par les ondes optiques elles-mêmes au travers de l'effet Kerr et de la dispersion de l'interaction Brillouin exprimée par les relations de Kramers-Kronig. Le mécanisme permettant au laser Brillouin d'exhiber une cohérence exceptionnelle est étudié et des valeurs limites à sa largeur de raie sont proposées. La mesure du battement entre deux ondes Stokes viendra finalement étayer ces explications.

Lorsque la longueur de l'anneau est augmentée, le seuil Brillouin s'abaisse, mais la compétition de gain entre les différents modes sous la courbe de gain tend à rendre l'émission instable. En fonction de la configuration de l'anneau ou du bruit de la pompe, une émission pulsée, chaotique ou continue est observée.

L'étude du laser Brillouin en anneau a mis en évidence plusieurs propriétés intéressantes, telles que: sa cohérence, son décalage de fréquence de l'ordre de 10 GHz par rapport à la pompe, la directivité du gain Brillouin, etc... Nombreuses sont les applications à pouvoir tirer avantage de ces diverses caractéristiques remarquables, et celle ayant drainé le plus d'intérêt est probablement le gyroscope Brillouin. Les applications réalisées au cours de cette thèse: tel que le capteur de courant électrique, le système permettant de mesurer la largeur de raie de lasers cohérents, le générateur de signaux micro-ondes modulés en phase ou l'émetteur de signaux PSK, apportent des solutions nouvelles à des domaines aussi différents que celui des capteurs, de la métrologie, de l'instrumentation et des télécommunications.

Abstract

Among all scattering processes, spontaneous Brillouin scattering originates from the interaction between light and thermal acoustic waves propagating in the medium. The interference resulting from the incident light and its spontaneously backscattered fraction generates an acoustic wave through the electrostriction process, which in turns also scatter the incident light and reinforce the backscattered intensity. It appears throughout the equations of this stimulated process that this energy transfer from the incident light to the backscattered light is formally equivalent to an optical gain that can be used to obtain a laser emission. In optical fibers, the spectral characteristics of this Brillouin gain not only depend on the fiber type, but also on temperature and applied strain.

Continuous and stable Brillouin laser operation is obtained using high quality fiber ring resonators. Since precise characterization of those resonators is of key importance, a new method based on the analysis of Rayleigh backscattering within the fiber ring resonator using an optical time domain reflectometer has been developed in the present work.

By increasing the incident pump intensity, the Stokes wave increases and in turns act as a pump to create a second order Stokes wave. That way multiple Stokes orders can be generated. Using both Brillouin gain and ring cavity equations, a model depending only on the pump intensity has been established. It allows evaluation of the threshold and the intensity of each generated Stokes wave. Necessary criteria for obtaining lowest threshold, as well as considerations about efficiency and temperature influence are discussed and compared to the measurements performed on different Brillouin ring lasers.

Since the Brillouin gain comes from the interference between pump and backscattered Stokes waves, a model based only on circulating intensities cannot be complete. The analysis of the ring polarization eigenmodes as a function of the fiber birefringence is necessary in order to compute at every location in the ring the polarization state of both pump and Stokes waves to determine their mixing efficiency. The Brillouin gain over one round trip can thus be precisely calculated. Although this analysis is only relevant on rings having well known birefringence, a linear or circular birefringence, some conclusions can be drawn for rings having an uncontrolled birefringence. Measurements performed on a circular birefringence ring resonator confirms the theoretical prediction.

The emission frequency of the Brillouin laser is fixed by the ring resonance and will adapt to any environmental changes. However, the optical waves themselves also modify the emission frequency throughout Kerr effect and dispersion of the Brillouin gain expressed by Kramers-Kronig relations. The process that leads Brillouin laser light to exhibit an exceptional coherence has been studied and values of its linewidth are proposed. The measurement of the beat note between two Stokes waves assesses these considerations.

Increasing the length of the fiber ring decreases the laser threshold, but gain competition between the different resonances underneath the Brillouin gain curve tends to make the emission unstable. Depending on the ring configuration or pump noise, a continuous, chaotic or pulsed regime can be addressed.

The study of the Brillouin laser has highlighted many of its interesting properties, such as coherence, frequency shift in the range of 10 to 12 GHz, Brillouin gain directivity, etc... Among all applications that can take advantage of these remarkable characteristics, the Brillouin gyroscope is probably the one which motivated the biggest interest. However, all applications presented in this work: the Brillouin current sensor, the coherent laser linewidth measurement setup, the phase modulated microwave generator and the PSK signal sender, bring new solutions addressed to a wide variety of domains such as sensing, metrology, instrumentation and telecommunication.

Avant-propos

En mémoire me reviennent les souvenirs des nuits passées en compagnie de mon père lors de vacances aux Grisons. Suivant les conseils prodigués à la lumière blafarde d'une lampe de poche par notre petit guide du ciel illustré, nous étions en quête d'étoiles et des objets du ciel lointain. Bien des années plus tard, c'est à la lueur des théories sur l'évolution de l'univers conté avec poésie et logique par Hubert Reeves dans *Patience dans l'azur* que je devais me rendre compte que la lumière est un instrument inespéré pour tout scientifique. N'est-elle pas la seule capable de soutirer à la matière les renseignements au sujet de l'âge et la dimension de l'univers, ainsi qu'au sujet la composition des étoiles et des nébuleuses?

Tout au long de mes études en microtechnique, ma fascination pour cette lumière et sa physique sous-jacente devait guider le choix de mes projets de semestre et de diplôme; choix qui me conduisirent à apprivoiser les lasers semiconducteurs. Lorsque je fus accueilli au Laboratoire de Métrologie (MET), je fus entre autre amené à utiliser la cohérence, en l'occurrence très faible, de l'émission spontanée de sources LED et à fibre dopée pour concevoir un réflectomètre nécessaire à la caractérisation de circuits d'optique intégrée. Dans la salle voisine, démarrait une nouvelle activité au MET: l'étude de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques. De suite, la subtilité du phénomène me passionna, car si sa nature spontanée permet de sonder les caractéristiques matérielles de la fibre, il peut aussi être stimulé pour obtenir une émission laser d'une cohérence étonnante. Aussi, lorsqu'il y a trois ans, Prof. Philippe Robert me proposa d'étudier le laser Brillouin et ses applications potentielles dans le contexte d'un travail de thèse, c'est avec enthousiasme que je me suis attelé à la tâche.

Cependant, le présent mémoire est avant tout le fruit de la cohérence d'une équipe. Je tiens donc à remercier tous les membres du MET qui, je l'espère, au détour d'une phrase, d'une équation ou d'une mesure, reconnaîtront l'importance de leur empreinte respective. Je me dois d'évoquer une attention toute particulière à mon compagnon de recherche, Dr. Marc Niklès, qui, par sa rigueur scientifique a effectué des mesures d'une précision non égalée des paramètres du gain Brillouin sur lesquelles s'appuie largement cette thèse.

N'étant pas autodidacte, un tel travail de recherche ne s'obtient pas sans un réel débat d'idée. C'est donc en compagnie de Marc, mais aussi du Dr. Pierre-Alain Nicati et du Dr. Luc Thévenaz que les discussions m'ont été les plus instructives. Pour leur disponibilité, la pertinence de leur esprit critique et leur amitié, je leur en suis reconnaissant. Cependant, c'est en premier lieu à Luc que je suis redevable, car plus que d'assurer le suivi scientifique de mes recherches, il a su judicieusement guider mes choix, mais aussi me passionner pour bien d'autres sujets que la diffusion Brillouin.

Je n'aurais pu accomplir ce travail sans la confiance témoignée par le Prof. Philippe Robert, qui dès mon engagement, a mis à ma disposition tous l'environnement technique requis, mais qui est avant tout l'architecte de l'ambiance hors du commun qui règne en Métrologie.

Le soutien financier du Programme Prioritaire Optique du conseil des écoles polytechniques fédérales ainsi que celui de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne fut déterminant et je tiens à leur témoigner toute ma gratitude.

Je suis aussi reconnaissant aux membres du jury de thèse dont certains n'ont pas hésité à parcourir le monde pour venir juger ce travail.

Enfin, ce travail n'existerait pas sans l'énergie insufflée par ma petite famille, et par toutes les personnes qui forment mon univers.

à Francine, Cassandra et Noémie

Table des matières

INTRODUCTION	1
1. LA DIFFUSION BRILLOUIN	5
1.1. LA PROPAGATION EN MILIEU LINEAIRE ET LA DIFFUSION SPONTANEE	6
1.1.1. LA DIFFUSION	6
1.1.2. LES ONDES ACOUSTIQUES	8
1.1.3. LA DIFFUSION BRILLOUIN SPONTANEE	9
1.2. LA PROPAGATION EN MILIEU NON-LINEAIRE ET LA DIFFUSION STIMULEE	11
1.2.1. L'ELECTROSTRICTION	12
1.2.2. LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE	14
1.2.3. LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE DANS LES FIBRES OPTIQUES	19
2. LE MIROIR BRILLOUIN	27
2.1. LE SEUIL DU MIROIR BRILLOUIN	29
2.2. MESURES SUR UN MIROIR BRILLOUIN	33
3. LA CAVITE RESONANTE A FIBRE OPTIQUE	39
3.1. LA CAVITE EN ANNEAU	40
3.1.1. MODELISATION DE LA CAVITE EN ANNEAU	40
3.1.2. ANALYSE DES DIFFERENTS PARAMETRES DE L'ANNEAU	44
3.1.3. LA FORME LORENZIENNE DE LA RESONANCE	46
3.2. LA CARACTERISATION DE CAVITE EN ANNEAU	46
3.2.1. CARACTERISATION PAR LA FONCTION DE TRANSFERT	47
3.2.2. CARACTERISATION PAR REFLECTOMETRE OPTIQUE (OTDR)	48
3.2.3. COMPARAISON DES DEUX METHODES	55
3.3. L'ASSERVISSEMENT D'UN LASER SUR UNE RESONANCE DE LA CAVITE EN ANNEAU	56
4. LE LASER BRILLOUIN EN ANNEAU	61
4.1. LE MODELE EN INTENSITE	63
4.1.1. LE SEUIL D'UN LASER BRILLOUIN EN ANNEAU	64
4.1.2. LES CONDITIONS POUR UN SEUIL BRILLOUIN MINIMUM	65
4.1.3. L'INTENSITE DE L'ONDE STOKES	66
4.1.4. LE SEUIL DE L'ONDE STOKES DU DEUXIEME ORDRE	67
4.1.5. CONDITIONS POUR UN SEUIL MINIMAL DU 2E STOKES	68
4.1.6. GENERATION DE MULTIPLES ONDES STOKES	68
4.1.7. LE RENDEMENT DU LASER BRILLOUIN	71
4.1.8. COMPORTEMENT EN TEMPERATURE D'UN LASER BRILLOUIN	72

4.2. REALISATION DE LASERS BRILLOUIN EN ANNEAU	74
4.2.1. ANNEAU A SEUIL BRILLOUIN FAIBLE PERMETTANT LA GENERATION DE MULTIPLES ONDES STOKES	74
4.2.2. ANNEAU A HAUT RENDEMENT ET HAUTE PUISSANCE DE SORTIE.	76
4.2.3. ANNEAU AYANT UNE LARGEUR DE RESONANCE DE L'ORDRE DU MHz ET UN SEUIL DE QUELQUES mW POUVANT ETRE POMPE PAR UN LASER A SEMI-CONDUCTEUR	78
4.2.4. SYNTHESE DES MESURES	79
5. EFFET DE LA BIREFRINGENCE DES FIBRES SUR LE MODELE EN INTENSITE	81
5.1. BIREFRINGENCE ET MODES PROPRES DE POLARISATION D'UN ANNEAU	82
5.1.1. L'ANNEAU A BIREFRINGENCE LINEAIRE	85
5.1.2. L'ANNEAU A BIREFRINGENCE CIRCULAIRE	91
5.1.3. L'ANNEAU A BIREFRINGENCE QUELCONQUE	98
5.2. MESURE SUR UN ANNEAU A BIREFRINGENCE CIRCULAIRE	99
6. LA STABILITE ET LE BRUIT DE L'EMISSION DU LASER BRILLOUIN	105
6.1. L'EFFET KERR OPTIQUE	106
6.1.1. L'EFFET KERR DANS L'ANNEAU BRILLOUIN	110
6.2. LE "MODE PULLING"	111
6.2.1. LE "MODE PULLING" DANS L'ANNEAU BRILLOUIN	112
6.3. LE BRUIT DE L'EMISSION BRILLOUIN	115
6.3.1. LES SOURCES DE BRUIT	115
6.3.2. LA LIMITE FONDAMENTALE DE SCHALOW-TOWNES	116
6.3.3. L'EFFET DE FILTRAGE DE LA CAVITE	117
6.3.4. MESURE DU BATTEMENT INTERFERENTIEL ENTRE DEUX ONDES STOKES	118
7. LE LASER BRILLOUIN A CAVITE LONGUE	121
7.1. L'ANNEAU BRILLOUIN POMPE AU TRAVERS DE MULTIPLES RESONANCES	122
7.1.1. MESURES	123
7.1.2. DISCUSSION	124
7.2. L'ANNEAU BRILLOUIN POMPE DE MANIERE NON RESONANTE	125
7.2.1. MESURES	125
7.2.2. DISCUSSION	125
8. LES APPLICATIONS DU LASER BRILLOUIN	127
8.1. LE CAPTEUR DE COURANT A FIBRE OPTIQUE	129
8.2. LA MESURE DU SPECTRE DE LASERS COHERENTS	134
8.3. LA GENERATION DE SIGNAUX MICRO-ONDES MODULES EN PHASE	137
8.4. LA TRANSMISSION OPTIQUE A LARGE BANDE	138
CONCLUSION	141
ANNEXE A: LE FORMALISME DE JONES	145

Introduction

Depuis la nuit des temps, la lumière a su capter les regards et charmer les esprits par sa chaleur et sa beauté et, ce fluide insaisissable recèle encore aujourd'hui une part de mystère dû à son étrange nature. Ainsi le regard critique de Newton concevait la lumière comme un flux de particules auxquelles nos yeux sont sensibles, un peu comme notre nez est sensible aux molécules odorantes, mais à la différence près qu'elles se propagent toujours en ligne droite. Cette conception de la lumière resta en vigueur jusqu'à ce que Young et Fresnel, en 1830, révélèrent sa nature ondulatoire pour expliquer les mystérieuses franges d'interférences qu'elle peut produire. En 1870, la lumière en tant qu'onde électromagnétique est décrite de manière si précise par les équations de Maxwell que sa nature ne semble plus receler aucun mystère. Cependant, Planck met en évidence en l'an 1900 que le rayonnement d'un corps noir ne peut être expliqué que si l'on considère la lumière comme un flux de particules d'énergie $h\nu$ et d'impulsion $h\nu/c$. Entre 1905 et 1927, avec le courant d'idées nouvelles qu'inspire Einstein, successivement Bohr, Schrödinger et Heisenberg donnent forme au modèle quantique qui est communément admis aujourd'hui: la lumière n'est ni onde, ni particule, mais apparaît seulement suivant l'expérience tantôt comme onde, tantôt comme particule; un peu à l'image d'un cylindre qui, suivant l'angle de vue, apparaît rond ou carré.

C'est donc dans le contexte du début des années 20 que Léon Brillouin, lors de sa thèse sur la diffusion de lumière par un corps transparent et homogène, montre pour la première fois qu'un processus de diffusion peut s'accompagner d'un changement de fréquence de la lumière. Bien que les travaux de Doppler en 1846 sur le décalage des raies spectrales et ceux de Bragg en 1910 sur la diffraction soient unanimement acceptés, cette idée fut à l'époque accueillie avec scepticisme, car tout changement de fréquence de la lumière était alors interprété par un phénomène de fluorescence et il fallut attendre les travaux de Raman sur la diffusion dans les liquides pour que cette notion de diffusion inélastique s'impose. Cette diffusion Brillouin spontanée s'est dès lors révélée être un instrument indispensable permettant de sonder de manière optique les propriétés mécaniques des solides.

Près d'un demi siècle plus tard, deux découvertes majeures vont complètement révolutionner l'optique:

- Avec la découverte du laser, ou plus précisément celle de l'amplification cohérente d'ondes en 1960 par Townes, les chercheurs disposent de sources monochromatiques puissantes qui catalysent autant la recherche fondamentale, que le développement technologique. C'est notamment à cette époque qu'un photon est pour la première fois isolé et que sa dualité est expérimentée. Les lasers ont aussi permis de mettre en évidence le fait que certains effets non-linéaires peuvent être stimulés, comme c'est notamment le cas de la diffusion Brillouin stimulée par électrostriction. Cette dernière fut notamment étudiée par les concepteurs du laser dans l'espoir de réaliser l'équivalent acoustique du laser. Bien que cette tentative se solda par un échec, elle permit d'établir les équations de la diffusion Brillouin stimulée de manière semi-classique, modélisation qui ne s'est jusqu'à aujourd'hui jamais trouvée en défaut.
- Le développement aux "Bell Laboratories", au début des années 70, des premières fibres optiques résolument transparentes pour les télécommunications a très vite montré que les fibres unimodales sont un terrain privilégié pour l'apparition de phénomènes non-linéaires. La diffusion Brillouin stimulée, puis la diffusion Raman stimulée, y sont observées par Stolen et Ippen en 1972, puis en 1973. C'est à cette époque que la diffusion Brillouin acquiert une connotation négative, car dû au fort confinement de l'intensité lumineuse dans la fibre, et ceci sur de très grandes distances, ce phénomène représente une limite en puissance pour un système de transmission. Néanmoins, lors de la réalisation des premiers lasers utilisant la diffusion Brillouin stimulée dans un anneau à fibre, Hill met en évidence la potentialité unique du phénomène pour réaliser un gyroscope à fibre. En effet, la diffusion Brillouin est le seul moyen permettant de générer dans une fibre un gain optique dépendant du sens de propagation de la lumière. Un tel instrument nécessite cependant un résonateur en anneau ayant de très faibles pertes. Avec l'apparition au milieu des années 80 de coupleurs bon marché et à faibles pertes, réalisés par fusion-étirage, plusieurs laboratoires à travers le monde se mettent à étudier en détail le laser Brillouin.

Au Laboratoire de Métrologie de l'EPFL, les premiers jalons de l'étude de la diffusion Brillouin stimulée sont posés en 1993 avec des mesures précises de la courbe de gain Brillouin effectuées par Marc Niklès sur différentes fibres en vue de réaliser un capteur distribué de température et de contraintes. Ces mesures de gain montraient une divergence avec celles issues de la modélisation en intensité du laser Brillouin développées par une équipe de l'Université de Stanford, indiquant que la compréhension du phénomène était incomplète. De plus, le mécanisme permettant au laser Brillouin d'atteindre une cohérence exceptionnelle restait un peu mystérieux.

A la même époque les derniers développements des lasers semiconducteurs laissent entrevoir une nette amélioration de leur puissance émise ainsi que de leurs caractéristiques spectrales. Sachant que le prix de la fibre et du coupleur nécessaire à la réalisation d'un laser Brillouin est négligeable face à celui du laser de pompe, cette évolution laissait entrevoir la possibilité de réaliser un laser Brillouin à moindre coût. Mais plutôt que de se lancer dans la réalisation d'un gyroscope, la motivation principale de cette recherche est d'exploiter les caractéristiques remarquables du laser Brillouin qui seraient susceptibles d'être utilisées par d'autres applications.

Ce travail contribue donc d'une part à mettre en lumière les divers phénomènes qui régissent le comportement d'un laser Brillouin en anneau, permettant ainsi la modélisation complète de son comportement statique, et d'autre part à proposer des applications nouvelles à des domaines aussi divers que ceux des capteurs, de la métrologie, de l'instrumentation et des télécommunications.

1. La diffusion Brillouin



La diffusion de lumière dans un milieu résulte de l'inhomogénéité de sa susceptibilité diélectrique. Parmi les diverses sources responsables de diffusion figurent les ondes acoustiques induites par l'excitation thermique du milieu, et dont la vitesse de déplacement est fixée par les caractéristiques du milieu. La lumière diffusée par ces phonons en mouvement, appelée diffusion Brillouin spontanée, subit donc un décalage de fréquence dû à l'effet Doppler.

L'électrostriction est la tendance d'un milieu à se comprimer sous l'effet d'un champ électrique. Pour une onde lumineuse d'intensité constante, ce processus non-linéaire induit simplement un effet Kerr, mais si l'intensité de l'onde varie temporellement, comme c'est le cas lors du battement interférentiel entre deux ondes optiques de fréquences différentes, l'électrostriction est capable de générer une onde acoustique. Lorsque cette onde acoustique est générée par l'interférence entre la lumière diffusée par l'effet Brillouin spontané et la lumière incidente, elle possède la fréquence requise pour renforcer l'intensité de lumière diffusée, augmentant donc l'interférence qui l'a créée. La mise en équation de ce processus en boucle fermée, appelé diffusion Brillouin stimulée, montre que ce phénomène peut être interprété comme un gain optique pour l'onde rétro-diffusée. Dans le cas des fibres optiques, les caractéristiques spectrales de ce gain Brillouin dépendent non seulement du type de fibre utilisé, mais aussi de la température et des contraintes qui sont appliquées à la fibre.



La propagation de la lumière dans un milieu en tant qu'onde électromagnétique est régie par l'équation d'onde perturbée dérivée des équations de Maxwell:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (1.1.0)$$

où \mathbf{P} est le champ de polarisation représentant la réponse du milieu à la présence de l'onde, c est la vitesse de la lumière dans le vide, \mathbf{E} le champ électrique de l'onde et μ_0 la permittivité magnétique du vide.

1.1. La propagation en milieu linéaire et la diffusion spontanée

La propagation de l'onde électromagnétique se fait en régime linéaire si la réponse du milieu, c'est à dire le champ \mathbf{P} induit, est proportionnelle au champ électrique \mathbf{E} de l'onde:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} = \mathbf{P}_0 \quad (1.1.1)$$

où χ est la susceptibilité diélectrique du milieu et ε_0 la permittivité diélectrique du vide. Pour un milieu isotrope et homogène, le tenseur χ se réduit à une valeur scalaire, et l'équation d'onde se résume alors à:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2 \partial^2 \mathbf{E}}{c^2 \partial t^2} = 0 \quad (1.1.2)$$

où $n = \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0} = \sqrt{1 + \chi}$ est l'indice de réfraction du milieu et ε sa constante diélectrique. La propagation de l'onde optique en milieu linéaire est donc identique à sa propagation dans le vide, à la différence près que la vitesse de la lumière y est de c/n . Mais le milieu a été considéré comme homogène, négligeant par là les variations de la susceptibilité diélectrique du milieu, et ne peut expliquer le phénomène de diffusion.

1.1.1. La diffusion

Dans un milieu inhomogène, les fluctuations spatiales et/ou temporelles $\Delta\chi$ de la susceptibilité diélectrique sont définies par:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} + \varepsilon_0 \Delta\chi \mathbf{E} = \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}^D \quad (1.1.3)$$

L'équation d'onde devient:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2 \partial^2 \mathbf{E}}{c^2 \partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}^D}{\partial t^2} \quad (1.1.4)$$

Le terme de droite ne pouvant se réduire, il est interprété comme le terme source responsable de la diffusion. Les origines de la diffusion sont donc à chercher parmi les processus susceptibles d'entraîner des modifications spatiales et/ou temporelles des propriétés diélectriques du milieu. Pour une onde incidente monochromatique de fréquence ν_0 , le spectre de la lumière diffusée donnée en Figure 1-1 reflète bien les diverses natures de ces processus. De manière générale, on distingue la diffusion élastique, pour laquelle l'énergie, donc la fréquence, de l'onde diffusée est conservée, par opposition à la diffusion inélastique où l'onde subit un changement de fréquence. Si ce changement de fréquence traduit une perte d'énergie, la diffusion est dite de type Stokes, tandis que si elle s'accompagne d'un gain d'énergie, on parle de diffusion anti-Stokes.

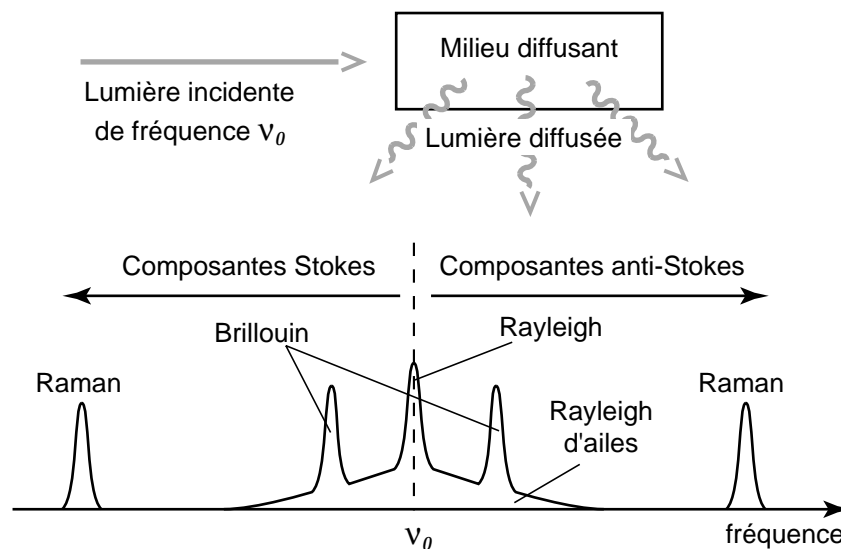


Figure 1-1: Spectre typique de lumière diffusée spontanément par un milieu inhomogène

Les différentes composantes du spectre de diffusion observé sont induites par les processus suivants:

- La diffusion Rayleigh provient des fluctuations structurelles de densité du milieu. Les centres de diffusions étant figés dans le milieu, cette diffusion élastique est liée à l'état d'organisation du milieu: son entropie. Si cette diffusion n'existe par définition pas dans un monocristal, elle est importante dans un milieu amorphe tel que la silice de la fibre optique.
- La diffusion Brillouin provient des fluctuations de densité associées aux variations de pression dans le milieu. Induites par l'agitation thermique, ces ondes acoustiques se propageant dans le milieu diffusent la lumière de manière inélastique. Cette interaction photon-phonon sera développée dans la suite de ce chapitre.
- La diffusion Raman provient de l'interaction de la lumière avec les états vibratoires des molécules du milieu. Ces phonons dits optiques sont aussi induits par l'agitation

thermique, mais leur énergie donnée par les modes de vibration des molécules est plus élevé, rendant la diffusion hautement inélastique.

- La diffusion Rayleigh d'axe provient de l'orientation des molécules asymétriques du milieu.

1.1.2. Les ondes acoustiques

Considérons un milieu compressible, et supposons que par un procédé quelconque, un élément de volume V subisse une variation de pression Δp . La variation de volume ΔV engendrée est donnée par:

$$\Delta p = -K \frac{\Delta V}{V} \quad (1.1.5)$$

où K est le module de compressibilité en volume. Cette pression communiquée aux éléments de volume adjacents se propage selon les lois de la mécanique newtonienne. Sa propagation est régie par l'équation d'onde suivante (équation de d'Alembert):

$$\nabla^2 p - \frac{\rho}{K} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1.6)$$

où ρ est la densité du milieu. Malgré la nature très différente de l'onde acoustique, l'analogie avec l'équation de l'onde optique (1.1.2) est flagrante. La vitesse de l'onde acoustique c_B est donnée par:

$$c_B = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (1.1.7)$$

Dans l'air la vitesse du son est de 347 m/s, alors que dans la silice amorphe de la fibre optique elle vaut $c_B = 5775$ m/s, car $\rho = 2.21 \cdot 10^3$ kg/m³ et $K = 7.37 \cdot 10^{10}$ Pa. Cette onde de pression s'accompagne d'une onde de variation de densité $\Delta\rho$ du milieu, régie par l'équation d'onde analogue à celle de la pression:

$$c_B^2 \nabla^2 \Delta\rho - \frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} - 2 \Gamma_B \frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} = \nabla F \quad (1.1.8)$$

où le coefficient d'amortissement Γ_B caractéristique de l'onde acoustique ainsi que la somme des forces F s'appliquant sur un élément de volume ont été introduits de manière à généraliser l'expression.

1.1.3. La diffusion Brillouin spontanée

Soit une onde de pression se propageant dans un milieu. La variation de la densité $\Delta\rho$ du milieu accompagnant la variation de pression $\Delta p = K \Delta\rho/\rho$ induit une variation de la susceptibilité diélectrique $\Delta\chi$:

$$\Delta\chi = \frac{\gamma_e}{\epsilon_0} \frac{\Delta\rho}{\rho} \tag{1.1.9}$$

où γ_e est la constante d'électrostriction du milieu. La variation de la susceptibilité diélectrique étant l'image de l'onde acoustique, le milieu subit une variation périodique de son indice de réfraction. En admettant que cette onde acoustique se propage sur une distance de plusieurs longueurs d'onde optique, la diffusion Brillouin peut être interprétée comme une diffraction en régime de Bragg [1], l'onde acoustique se comportant tel un réseau de Bragg en mouvement. Pour qu'une onde optique (de fréquence ν_p et de nombre d'onde \mathbf{k}_p) soit diffractée par une onde acoustique (ν_B, \mathbf{k}_B) et donne naissance à une onde optique (ν_s, \mathbf{k}_s), il faut que celle-ci satisfasse à la condition de Bragg pour la conservation de l'énergie et de l'impulsion, respectivement:

$$\nu_p = \nu_s + \nu_B \tag{1.1.10}$$

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_B \tag{1.1.11}$$

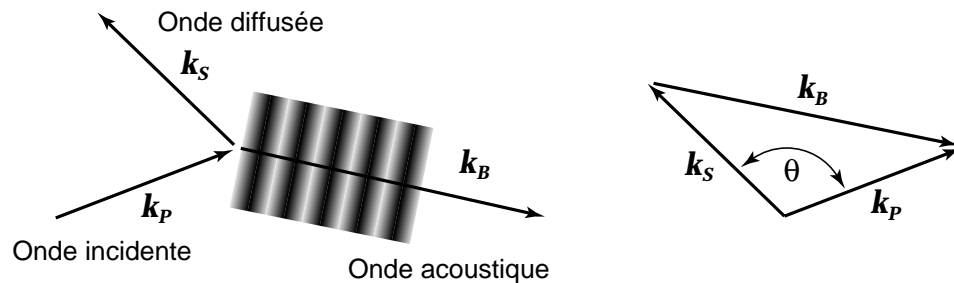


Figure 1-2: Conservation de l'impulsion lors de la diffusion d'une onde optique par une onde acoustique

Puisque les ondes acoustiques proviennent ici de l'agitation thermique, elles n'ont pas de direction privilégiée. La diffusion se produit dans toutes les directions et la fréquence de l'onde acoustique ayant diffusé l'onde Stokes observée selon la direction particulière θ (cf Figure 1-2), et lorsque ν_B est beaucoup plus petit que ν_p , est donnée par :

Fréquence des ondes acoustiques responsables de la diffusion Brillouin spontanée

$$\nu_B \approx 2 \frac{n c_B}{c} \nu_p \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{1.1.12}$$

où il ν_B a été est la, rappelons-le, c_B est la vitesse de l'onde acoustique et c/n est la vitesse de l'onde optique dans le milieu.

Dans une fibre optique, les directions de propagation des ondes optiques sont colinéaires. La fréquence typique ν_B de l'onde acoustique responsable de la diffusion est nulle pour une diffusion vers l'avant, mais de 12.8 GHz à 1319 nm et de 10.8 GHz à 1550 nm dans le cas de rétro-diffusion. Ces fréquences sont extrêmement élevées et la longueur d'onde acoustique $\lambda_B \approx \lambda_p / (2n)$ est deux fois inférieure à la longueur d'onde optique.

Le coefficient d'amortissement Γ_B dans l'équation de l'onde acoustique induit une décroissance exponentielle de son amplitude. Le spectre d'une onde acoustique amortie de fréquence ν_B , donné par la transformée de Fourier, est alors de type lorentzien et la largeur $\Delta\nu_B$ du pic de diffusion Brillouin à mi hauteur est simplement donnée par:

Largeur du spectre de la diffusion Brillouin spontanée

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{\pi} \tag{1.1.13}$$

Pour une fibre optique standard, $\Delta\nu_B \approx 37.5$ MHz. La diffusion Brillouin spontanée affiche le spectre typique donné en Figure 1-3.

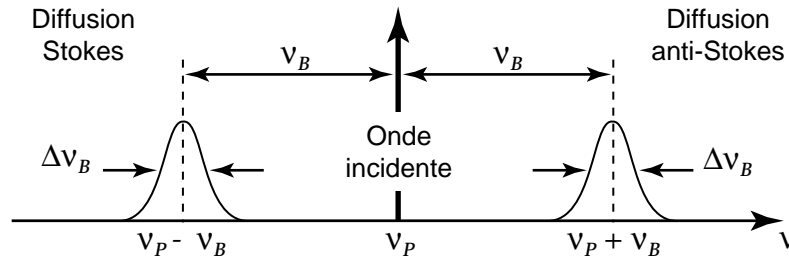


Figure 1-3: Spectre typique de la diffusion Brillouin spontanée dans une fibre optique

Considérant que la population des phonons n'est pas affectée par la présence de l'onde optique (hypothèse de l'optique linéaire), les phonons proviennent uniquement de l'agitation thermique et leur nombre suit une loi de Bose-Einstein:

$$N_{\text{phonons}} = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} + \frac{1}{2} \tag{1.1.14}$$

où h est la constante de Planck et k celle de Boltzmann. A la température ambiante de 300 K et pour des fréquences acoustiques de l'ordre de 10 GHz, la population de phonons est environ de 550 par mode de vibration. Les effets quantiques ne sont donc pas à prendre en considération à température ambiante.

1.2. La propagation en milieu non-linéaire et la diffusion stimulée

Lorsque le champ de polarisation \mathbf{P} induit dans le milieu par la présence d'un champ électrique n'est plus proportionnel au champ électrique \mathbf{E} , le milieu est dit non-linéaire. Considérant que le milieu est homogène, la non-linéarité du champ \mathbf{P} , après décomposition en série de Taylor autour de $\mathbf{E} = \mathbf{0}$, est habituellement décrite par:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} + 2 \mathbf{d} \mathbf{E}^2 + 4 \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots = \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}^{NL} \quad (1.2.1)$$

L'équation d'onde (1.1.0) ne peut se réduire complètement et son terme de droite doit être interprété comme un terme de source:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (1.2.2)$$

Il faut noter que les coefficients \mathbf{d} , $\chi^{(3)}$ etc... sont de nature tensorielle, et que leur dimension augmente avec l'ordre.

- Le coefficient \mathbf{d} du deuxième ordre rend compte de l'effet Pockels exprimant la variation de l'indice de réfraction n du milieu proportionnellement au champ électrique E :

$$n = n_0 + n_1 E \quad (1.2.3)$$

où $n_1 = \mathbf{d}/(n_0 \varepsilon_0)$. Ce phénomène ne se manifeste que dans les milieux présentant une polarisation intrinsèque. Il dépend donc de l'orientation du champ électrique global et donc aussi de la polarisation de l'onde optique. L'effet Pockels n'est jamais isotrope et revêt toujours un aspect tensoriel. Même si les molécules de la silice possèdent un moment dipolaire, la structure amorphe de ce matériau rend cet effet à l'échelle macroscopique globalement nul pour la lumière se propageant dans une fibre optique. Notons encore que cet effet Pockels est responsable de la génération de seconde harmonique, mais n'induit aucune automodulation de phase.

- Le coefficient $\chi^{(3)}$ du troisième ordre est utilisé pour décrire l'effet Kerr, soit la variation de l'indice de réfraction proportionnelle à l'intensité du champ électrique:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.2.4)$$

où $n_2 = 6\chi^{(3)}/(c\varepsilon_0^2 n^2)$ dans le cas de l'automodulation de phase (cf. chapitre 6 où, dans le cas d'un milieu isotrope, l'influence d'autres ondes optiques et de leur polarisation sera aussi discutée). Cet effet Kerr est du 3e ordre, donc faible, mais il se rencontre dans tous les milieux, et donc aussi dans la silice de la fibre optique.

Différents processus peuvent générer un effet Kerr [2]-[3] avec pour chacun d'eux un temps de réponse caractéristique différent comme le montre le Tableau 1.2.1. La fibre optique étant très peu absorbante à la fréquence des ondes optiques utilisées, l'effet Kerr ne peut y être induit que par les trois derniers phénomènes cités dans le tableau.

Mécanisme physique	n_2 [cm ² /W]	temps de réponse [s]
Effet photoréfractif	grand	dépendant de l'intensité
Effet thermique	10 ⁻⁶	10 ⁻³
Absorption atomique saturée	10 ⁻¹⁰	10 ⁻⁸
Electrostriction	10 ⁻¹⁴	10 ⁻⁹
Orientation moléculaire	10 ⁻¹⁴	10 ⁻¹²
Polarisation électronique non-linéaire	10 ⁻¹⁶	10 ⁻¹⁵

Tableau 1.2.1: Valeurs typiques du coefficient Kerr et du temps de réponse caractéristique selon la nature du processus incriminé

1.2.1.L'électrostriction

Parmi les responsables possibles de l'effet Kerr, se trouve l'électrostriction qui est la tendance du milieu à se comprimer sous une densité importante de champ électrique.

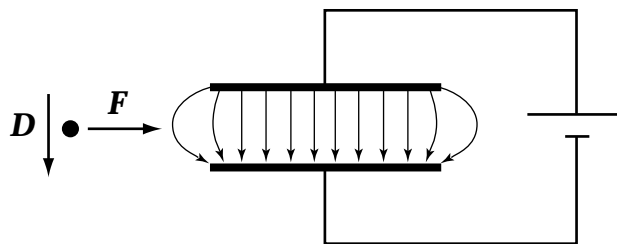


Figure 1-4: Description schématique du phénomène d'électrostriction

Supposons que le champ électrique E dans le milieu provienne du condensateur plan représenté en Figure 1-4, dont la densité d'énergie W emmagasinée vaut :

$$W = \frac{1}{2} \epsilon E^2 \tag{1.2.5}$$

Les molécules polarisées des abords du condensateur subissent une force F proportionnelle au gradient de champ qui règne à ces endroits et qui tend à les pousser vers la région où le champ électrique est plus dense. Ceci se traduit dans un milieu compressible par

une augmentation de la densité du milieu $\Delta\rho$, donc une variation de la susceptibilité diélectrique $\Delta\varepsilon$ entre les plaques du condensateur:

$$\Delta\varepsilon = -\gamma_e \frac{\Delta V}{V} = \gamma_e \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (1.2.6)$$

où γ_e est le coefficient électrostrictif du milieu. La densité d'énergie emmagasinée par le condensateur varie alors de:

$$\Delta W = \frac{1}{2} \Delta\varepsilon E^2 = \frac{1}{2} \gamma_e \frac{\Delta\rho}{\rho} E^2 \quad (1.2.7)$$

Considérant qu'il n'y a pas de transfert d'énergie avec l'environnement (hypothèse d'adiabaticité), cette différence de densité d'énergie emmagasinée a entièrement servi à comprimer le milieu. Le travail par unité de volume effectué par la pression est donné par:

$$\Delta W = p_{el} \frac{\Delta V}{V} = -p_{el} \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (1.2.8)$$

où p_{el} est alors la pression induite par électrostriction. On en déduit :

$$p_{el} = -\frac{1}{2} \gamma_e E^2 \quad (1.2.9)$$

La pression électrostrictive est ainsi minimale dans les régions où le champ électrique est le plus intense; la matière y est donc attirée et la densité dans ces régions augmente, ce qui accroît son indice. Ce raisonnement effectué pour un champ électrique statique peut être étendu au cas du champ électrique d'amplitude variable de l'onde optique; néanmoins, le processus faisant appel à un certain déplacement de matière, la réaction du milieu est lente par rapport à la fréquence de l'onde optique (cf. Tableau 1.2.1). La valeur de E^2 doit être remplacée par sa valeur moyenne ($\overline{E^2}$). **Une onde optique d'intensité constante se propageant dans un milieu électrostrictif ne fera qu'augmenter la pression statique dans le milieu, ce qui augmente la densité de ce dernier, donc son indice de réfraction. L'électrostriction engendre donc un effet Kerr.** Le chapitre 6 montrera que l'électrostriction contribue au moins pour un quart à l'effet Kerr total dans une fibre optique, où (6.1.11):

$$n_2^{électrostriction} = \frac{\gamma_e^2}{4 K c \varepsilon_0^2 n^2} \quad (1.2.10)$$

Cependant, toute variation temporelle de l'intensité de l'onde optique plus lente que le temps d'établissement de l'électrostriction crée une onde de pression. Ainsi, comme le montre la Figure 1-5, l'interférence entre deux

ondes optiques de fréquence différente se propageant dans un milieu électrostrictif crée une onde acoustique.

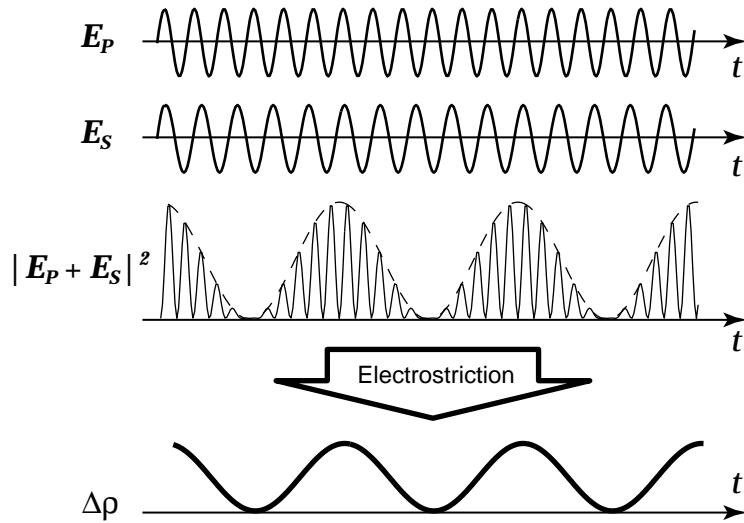


Figure 1-5: Création d'une onde de pression au travers de l'électrostriction induite par le battement entre deux ondes optiques

1.2.2. La diffusion Brillouin stimulée

Soit une onde optique, appelée onde de pompe, se propageant dans un milieu électrostrictif. Dans un premier temps, une très faible fraction de cette onde est diffusée au cours de sa propagation, par les quelques phonons présents à la fréquence ν_B dus à l'excitation thermique du milieu. C'est la diffusion Brillouin spontanée décrite en première partie de ce chapitre.

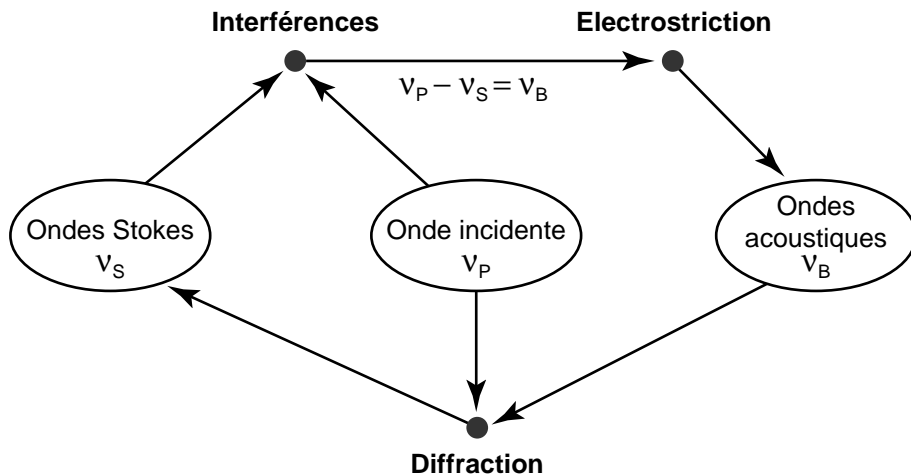


Figure 1-6: Imbrication des processus responsables de la stimulation de la diffusion Brillouin par électrostriction

Mais cette onde diffusée, appelée onde Stokes, interfère avec l'onde de pompe. Puisque l'onde Stokes a subi un décalage de fréquence ν_B par rapport à l'onde de pompe lors de sa

diffusion, l'interférence entre les deux ondes génère un battement à cette fréquence ν_B et produit par électrostriction une onde acoustique, toujours à la même fréquence ν_B . Cette onde acoustique vient enrichir la population de phonons du milieu et accroît la diffraction de l'onde de pompe en onde Stokes. Cette réaction en boucle, une fois "démarrée" par les phonons thermiques, n'entretient que les phonons à la fréquence ν_B et l'onde Stokes à la fréquence $\nu_S = \nu_P - \nu_B$. Ce processus, schématisé à la Figure 1-6, est appelé diffusion Brillouin stimulée. La diffusion Brillouin stimulée représente donc un gain pour l'onde Stokes. C'est ce "gain Brillouin" qui est exploité dans un laser Brillouin.

Il est intéressant de noter que, en raison de la condition de conservation d'énergie, la diffusion Stokes génère des phonons, tandis que la diffusion anti-Stokes les absorbe [4]. Comme le montre la Figure 1-7, la population de phonons anti-Stokes est alors décimée lorsque le régime stimulé se met en marche et la diffusion Brillouin anti-Stokes disparaît alors rapidement.

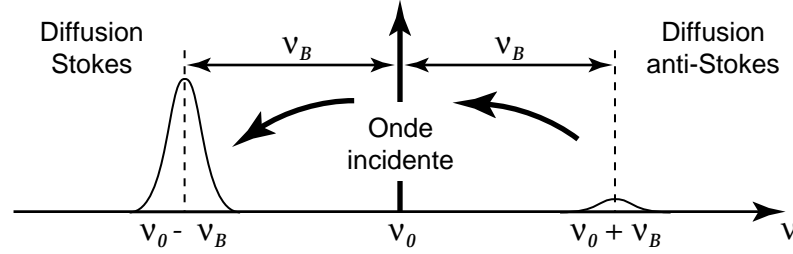


Figure 1-7: En régime de diffusion Brillouin stimulée, la population de phonons responsable de la diffusion anti-Stokes disparaît rapidement, alors que celle responsable de la diffusion Stokes augmente

La mise en équation de la diffusion Brillouin stimulée présentée ci-après reprend la théorie classique [5]-[6]-[7] développée autour des équations différentielles couplées reliant l'onde de pompe, l'onde Stokes et l'onde acoustique. Les principales étapes du développement, munies de succinctes explications, permettront d'aboutir aux équations différentielles du gain Brillouin liant uniquement l'onde de pompe et l'onde Stokes par leur intensité.

Considérons un milieu électrostrictif isotrope et homogène, mais dans lequel a démarré le processus de diffusion Brillouin stimulée entre une onde de pompe \mathbf{E}_P et une onde Stokes \mathbf{E}_S , ainsi qu'une onde acoustique caractérisée par la variation de densité $\Delta\rho$. L'évolution spatiale et temporelle des ondes est donnée par leur équation d'onde respectives (1.2.2) et (1.1.8):

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E}_P - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_P}{\partial t^2} &= \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_P^{NL}}{\partial t^2} \\ \nabla^2 \mathbf{E}_S - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_S}{\partial t^2} &= \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_S^{NL}}{\partial t^2} \\ c_B^2 \nabla^2 \Delta\rho - \frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} - 2 \Gamma_B \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} &= \nabla \mathbf{F} \end{aligned} \quad (1.2.11)$$

Les trois équations d'onde sont reliées entre elles par leurs termes de sources, termes à droite du signe =, qui valent:

$$\mathbf{P}_{P,S}^{NL} = \varepsilon_0 \Delta\chi \mathbf{E}_{P,S} = \frac{\gamma_e}{\rho} \Delta\rho \mathbf{E}_{P,S} \quad (1.2.12)$$

$$\mathbf{F} = -\nabla p_{el} = \frac{1}{2} \gamma_e \nabla(\mathbf{E} \bullet \mathbf{E}) \quad (1.2.13)$$

où \mathbf{E} est ici la somme des champs électriques \mathbf{E}_P et \mathbf{E}_S . La suite du développement se restreindra à des ondes planes ayant une même direction de propagation, l'onde Stokes se propageant en sens inverse par rapport aux deux autres ondes. Le problème se réduit alors à une seule dimension mais garde tout son sens puisqu'il s'applique entre autres à la propagation des ondes dans la fibre optique. Les trois ondes considérées prennent alors la forme suivante:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_P &= \mathbf{e}_P \frac{1}{2} E_P(z,t) e^{i(\omega_P t - k_P z)} + cc. \\ \mathbf{E}_S &= \mathbf{e}_S \frac{1}{2} E_S(z,t) e^{i(\omega_S t + k_S z)} + cc. \\ \Delta\rho &= \frac{1}{2} A e^{i(\omega_B t - k_B z)} + cc. \end{aligned} \quad (1.2.14)$$

où les $\mathbf{e}_j = \mathbf{E}_j / |\mathbf{E}_j|$ avec $j = P, S$, sont les vecteurs de polarisation normalisés des ondes optiques. En ne conservant que les termes de polarisation non-linéaire aux fréquences de l'onde de pompe et à celle de l'onde Stokes, les termes sources du système d'équation (1.2.11) sont donnés par:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_P^{NL} &= \mathbf{e}_S \frac{1}{2} \frac{\gamma_e}{\rho} A E_S e^{i(\omega_P t - k_P z)} + cc. \\ \mathbf{P}_S^{NL} &= \mathbf{e}_P \frac{1}{2} \frac{\gamma_e}{\rho} A^* E_P e^{i(\omega_S t + k_S z)} + cc. \end{aligned} \quad (1.2.15)$$

La diffusion Brillouin stimulée n'a lieu que s'il y a interférence entre les ondes optiques; car la force électrostrictive est maximale lorsque les polarisations des champs \mathbf{E}_P et \mathbf{E}_S sont alignées, et nulle lorsqu'elles sont orthogonales. Néanmoins, il conviendra d'être prudent avec la notion d'orthogonalité lorsque les polarisations ne sont pas purement linéaires car ces deux ondes se propagent en sens inverse (cf. Chapitre 5). Dans le cas de polarisations quelconques, la force électrostrictive est alors donnée par:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \gamma_e (\mathbf{e}_P \bullet \mathbf{e}_S) E_P E_S^* \quad (1.2.16)$$

Lorsque l'interaction est faible, l'amplitude des trois ondes ne varie pas sensiblement sur des distances de quelques longueurs d'onde ou sur un temps correspondant à quelques périodes d'oscillations. Les dérivées secondes spatiales et temporelles seront donc négligées. Suivant

cette approximation dite des enveloppes lentement variables, le système d'équation (1.2.11) est réduit à:

$$\begin{aligned}
 \left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} \right] \mathbf{e}_P E_P &= - \mathbf{e}_S \frac{i k_P \gamma_e}{4 \varepsilon \rho} A E_S e^{i \Delta k z} \\
 \left[\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} \right] \mathbf{e}_S E_S &= \mathbf{e}_P \frac{i k_S \gamma_e}{4 \varepsilon \rho} A^* E_P e^{-i \Delta k z} \\
 \left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\omega_B - i \Gamma_B}{\omega_B c_B} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{c_B} \right] A &= - \frac{i k_B \gamma_e}{4 c_B^2} (\mathbf{e}_P \cdot \mathbf{e}_S) E_P E_S^* e^{-i \Delta k z}
 \end{aligned} \tag{1.2.17}$$

où le coefficient d'atténuation en intensité α des ondes optiques a été introduit, ainsi qu'un faible écart [7] Δk sur la condition de conservation de l'impulsion (1.1.11) imposée par la réflexion en régime de Bragg:

$$\Delta k = k_P + k_S - k_B \tag{1.2.18}$$

L'amplitude des ondes acoustiques peut être déterminée en considérant qu'un régime stationnaire est atteint. L'intégration de l'équation différentielle de l'onde acoustique du système (1.2.17) donne:

$$A(z) = - \frac{i k_B \gamma_e}{4 c_B^2} \int_{-\infty}^z (\mathbf{e}_P \cdot \mathbf{e}_S) E_P(\zeta) E_S^*(\zeta) \exp\left(-i \Delta k \zeta - (z - \zeta) \frac{\Gamma_B}{c_B}\right) d\zeta \tag{1.2.19}$$

Puisque les ondes acoustiques sont très fortement atténuées, elles se propagent sur des distances infimes sur lesquelles l'amplitude de l'onde optique peut être considérée comme constante. Les champs électriques peuvent alors être sortis de l'intégrale et l'amplitude de l'onde acoustique est donnée par:

$$A(z) = - \frac{i k_B \gamma_e}{4 \Gamma_B c_B} (\mathbf{e}_P \cdot \mathbf{e}_S) E_P E_S^* \frac{e^{-i \Delta k z}}{1 - i(\Delta k c_B / \Gamma_B)} = - \frac{i k_B \gamma_e}{4 \Gamma_B c_B} (\mathbf{e}_P \cdot \mathbf{e}_S) E_P E_S^* \frac{e^{-i \Delta k z}}{1 - i(2 \Delta v / \Delta v_B)} \tag{1.2.20}$$

où Δv est l'écart en fréquence correspondant à l'écart $\Delta k = 2\pi \Delta v / c_B$. En introduisant l'amplitude de l'onde acoustique dans les équations différentielles des ondes optiques de pompe et de Stokes (1.2.17), et en se limitant aussi au régime stationnaire, les deux ondes optiques ne sont plus reliées que par les équations différentielles suivantes:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \mathbf{E}_P}{\partial z} &= - \frac{k_B k_P \gamma_e^2 (\mathbf{e}_P \cdot \mathbf{e}_S)}{16 \varepsilon \rho \Gamma_B c_B} \frac{\mathbf{e}_S E_P |E_S|^2}{1 - i(2 \Delta v / \Delta v_B)} - \frac{\alpha}{2} \mathbf{E}_P \\
 \frac{\partial \mathbf{E}_S}{\partial z} &= - \frac{k_B k_S \gamma_e^2 (\mathbf{e}_P \cdot \mathbf{e}_S)}{16 \varepsilon \rho \Gamma_B c_B} \frac{\mathbf{e}_P E_S |E_P|^2}{1 + i(2 \Delta v / \Delta v_B)} - \frac{\alpha}{2} \mathbf{E}_S
 \end{aligned} \tag{1.2.21}$$

La partie réelle des membres de droite du système d'équation représente un gain ou une perte, tandis que leur partie imaginaire représente une phase de propagation due à l'interaction non-linéaire. En introduisant de surcroît les intensités des ondes optiques $I = \frac{1}{2} n \epsilon_0 c |E|^2$, leur évolution se réduit aux deux équations différentielles suivantes:

Expressions différentielles du gain paramétrique de l'interaction Brillouin selon le modèle cohérent

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_P}{\partial Z} &= - \eta_P g_B(\nu) I_P I_S - \alpha I_P \\ \frac{\partial I_S}{\partial Z} &= - \eta_P g_B(\nu) I_P I_S + \alpha I_S \end{aligned} \quad (1.2.22)$$

où η_P est le coefficient de recouvrement en polarisation, appelé aussi efficacité de mélange en polarisation:

Coefficient d'efficacité de mélange responsable de la dépendance en polarisation du gain de l'interaction Brillouin

$$\eta_P = |\mathbf{e}_P \cdot \mathbf{e}_S|^2 \quad (1.2.23)$$

et où l'on retrouve la forme lorentzienne de la diffusion Brillouin spontanée pour le coefficient de gain Brillouin $g_B(\nu)$ qui est donné par :

Forme lorentzienne de la courbe de gain Brillouin de largeur $\Delta\nu_B = \Gamma_A/\pi$ et de gain maximum g_B

$$g_B(\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{\Delta\nu^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \quad (1.2.24)$$

$$g_B = \frac{2 \pi \gamma_e^2}{c \epsilon_0^2 \lambda^2 \rho \Delta\nu_B c_B n} \quad (1.2.25)$$

Il apparaît donc clairement qu'au cours de leur propagation en sens opposé, les deux ondes optiques subissent un transfert d'énergie qui représente un gain pour l'onde Stokes et une perte pour l'onde de pompe. Les parties imaginaires associées à ce gain ou à cette perte sont extraites du système d'équation (1.2.21) pour trouver les phases de propagation additionnelles des deux ondes optiques dues à l'interaction non-linéaire.

Expressions différentielles donnant le déphasage non-linéaire associées à l'interaction Brillouin

$$\frac{\partial \phi_P^{Brill}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \eta_P g_B I_S \frac{2 \Delta v / \Delta v_B}{1 + (2 \Delta v / \Delta v_B)^2}$$

$$\frac{\partial \phi_S^{Brill}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \eta_P g_B I_P \frac{2 \Delta v / \Delta v_B}{1 + (2 \Delta v / \Delta v_B)^2}$$

(1.2.26)

Les relations de Kramers-Kronig sont ainsi satisfaites et l'on distingue bien sur la Figure 1-8, la proportionnalité entre le déphasage non-linéaire et la dérivée de la courbe de gain Brillouin.

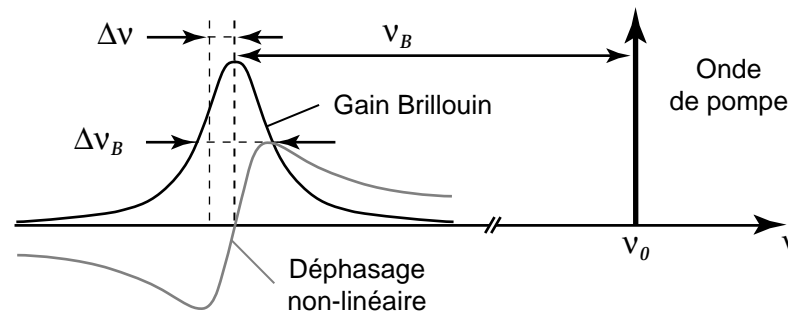


Figure 1-8: Forme lorentzienne du gain Brillouin et déphasage non-linéaire associé

1.2.3. La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques

Dans sa configuration la plus simple, une fibre optique consiste en un fin cylindre de silice (SiO_2) dont l'indice en son coeur est légèrement plus élevé, réalisant ainsi la fonction de guide d'onde. Pour obtenir le profil d'indice souhaité, différentes méthodes de production utilisent des dopants, tels que les oxydes de germanium (GeO_2), de phosphore (P_2O_5), de titane (TiO_2) ou d'aluminium (Al_2O_3) qui permettent d'élever l'indice de réfraction de la matrice de silice, et l'oxyde de bore (B_2O_5) ou les composés fluorés (SF_6 , CF_4 , SiF_4) qui au contraire l'abaissent. Nombre de profils ont été développés pour d'une part limiter au maximum la concentration de dopants et éviter ainsi l'augmentation de la diffusion Rayleigh responsable des pertes de propagation, et d'autre part pour compenser la dispersion chromatique de la silice en jouant sur la dispersion de guidage de la fibre.

La résolution des équations de Maxwell appliquées à un profil d'indice donné, permet, en fonction de la longueur d'onde, de connaître la distribution spatiale de l'intensité guidée par la

fibres. Mais souvent cette distribution d'intensité n'est pas connue, et on se limite à la seule grandeur facilement observable qui est la puissance optique P véhiculée par la fibre:

$$P = \iint I(r, \theta) \, dr \, d\theta = 2\pi \int_0^\infty I_0 |f(r)|^2 r \, dr \quad (1.2.27)$$

où r désigne la distance radiale, I_0 l'intensité au centre de la fibre et $f(r)$ la distribution radiale du champ optique. Pour connaître l'effet Brillouin global d'une fibre donnée, il est alors nécessaire d'intégrer les équations différentielles sur la section de la fibre. L'équation différentielle (1.2.22) pour l'onde Stokes devient:

$$\frac{\partial I_{0S}}{\partial z} = -\eta_P g_B(\nu) I_{0P} I_{0S} \frac{2\pi \int_0^\infty |f(r)|^4 r \, dr}{2\pi \int_0^\infty |f(r)|^2 r \, dr} + \alpha I_{0S} \quad (1.2.28)$$

Pour simplifier les calculs, il est de coutume en optique non-linéaire de remplacer les ondes réelles par des ondes planes fictives, de même puissance mais de dimension finie délimitée par la surface A_{eff} pour lesquelles l'effet non-linéaire serait équivalent. Dans le cas de l'effet Brillouin, les intensités de ces ondes planes fictives de pompe et de Stokes, respectivement I_P^{equ} et I_S^{equ} , sont définies par:

$$I_{P,S}^{equ} = \frac{P_{P,S}}{A_{eff}} = \frac{2\pi I_{0P,0S} \int_0^\infty |f(r)|^2 r \, dr}{A_{eff}} \quad (1.2.29)$$

L'équation différentielle pour l'onde Stokes fictive s'écrit alors:

$$\frac{\partial I_S^{equ}}{\partial z} = -\eta_P g_B(\nu) I_P^{equ} I_S^{equ} + \alpha I_S^{equ} \quad (1.2.30)$$

En utilisant la définition (1.2.29) pour les intensités des ondes planes fictives, l'équation différentielle se résume à:

$$\frac{\partial I_{0S}}{\partial z} = -\eta_P g_B(\nu) I_{0P} I_{0S} \frac{2\pi \int_0^\infty |f(r)|^2 r \, dr}{A_{eff}} + \alpha I_{0S} \quad (1.2.31)$$

En identifiant (1.2.31) à (1.2.28), la surface effective A_{eff} des ondes planes fictives est alors définie pour le cas de la diffusion Brillouin par:

Définition de la surface effective pour la diffusion Brillouin

$$A_{eff} = \frac{2\pi \left[\int_0^{\infty} |f(r)|^2 r dr \right]^2}{\int_0^{\infty} |f(r)|^4 r dr}$$

(1.2.32)

Il est à noter que cette définition est identique pour tous les effets non-linéaires du second ordre, car tous sont proportionnels à l'intensité des ondes optiques en présence. Dans le cas de fibres optiques à profil d'indice rectangulaire, telles les fibres de type standard utilisées en télécommunication, la distribution radiale du champ optique est très proche d'une distribution gaussienne lorsque la longueur d'onde est proche de la longueur d'onde de coupure de la fibre:

$$f(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right)$$

(1.2.33)

où w_0 est le rayon à la valeur 1/e du champ optique. Dans ce cas, la surface effective A_{eff} , définie par (1.2.32), vaut:

Valeur de la surface effective dans le cas d'une distribution gaussienne du champ électrique de l'onde guidée par la fibre

$$A_{eff} = \pi w_0^2$$

(1.2.34)

Pour des fibres ayant un profil d'indice plus exotique que celles citées précédemment, la distribution radiale du champ électrique s'éloigne d'un profil gaussien. Il faut donc garder à l'esprit que la relation ci-dessus, utilisée tout au long de ce mémoire, peut conduire à des erreurs non négligeables. Cette notion de surface effective est capitale, car l'effet Brillouin est d'autant plus important que la puissance est concentrée sur une petite surface. Le gain Brillouin net peut donc sensiblement varier d'une fibre à l'autre en fonction de la taille du mode guidé.

Le système de mesure décrit en Figure 1-9 permet de réaliser des mesures précises de la courbe de gain Brillouin pour différentes fibres. L'onde de pompe est injectée à une extrémité de la fibre testée, tandis qu'à l'autre extrémité est injecté un faible signal de test issu de la modulation d'une fraction de la pompe. Ce signal de test est composé de deux bandes latérales dont le décalage en fréquence par rapport à la pompe est réglable.

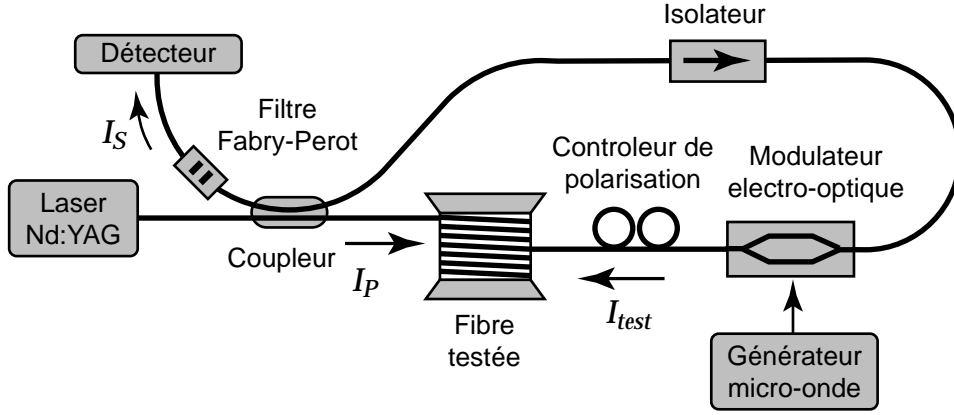


Figure 1-9: Description schématique du montage permettant de mesurer précisément les caractéristiques de la courbe de gain Brillouin d'une fibre

Lorsque la bande latérale inférieure, qui est la seule détectée grâce au filtre Fabry-Perot, tombe dans la courbe de gain Brillouin, elle voit son intensité croître exponentiellement lors de son parcours le long de la fibre. Si le gain Brillouin est faible, la déplétion de l'intensité de la pompe peut être négligée, et la solution du système d'équations (1.2.22) est:

Evolution de l'intensité de l'onde Stokes lorsque la déplétion de la pompe est négligée

$$I_S(0) = I_S(L) \exp\left(\eta_P g_B(\nu) \frac{\bar{P}_P}{A_{eff}} - \alpha L\right) \quad (1.2.35)$$

où η_P et \bar{P}_P sont les valeurs moyennes de l'efficacité de mélange en polarisation et de l'intensité de pompe. Les mesures étant réalisées sur des échantillons de fibre relativement longs (env. 150 m), il est nécessaire de s'affranchir de la dépendance en polarisation en effectuant une deuxième mesure du gain Brillouin à l'aide du même signal de test, mais polarisé orthogonalement [8], car:

$$\eta_{P_{max}} + \eta_{P_{min}} = \int_0^L |\mathbf{e}_P \cdot \mathbf{e}_{S//}|^2 dz + \int_0^L |\mathbf{e}_P \cdot \mathbf{e}_{S\perp}|^2 dz = 1 \quad (1.2.36)$$

Les mesures de calibration reportées dans le Tableau 1.2.2 montrent que chaque fibre possède des caractéristiques particulières. Les valeurs du gain Brillouin maximum reportées sont obtenues en ajustant le polariseur de la Figure 1-9 et permettent d'avoir une idée de la biréfringence de la fibre. Il est intéressant de noter que la vitesse de propagation des ondes acoustiques, responsable du décalage en fréquence de la courbe de gain Brillouin, tend à diminuer avec la concentration d'oxyde de germanium qui est le dopant le plus couramment utilisé, à raison de 94 MHz/(mol%GeO₂); tandis que la largeur de la courbe de gain Brillouin tend à légèrement augmenter avec la concentration de GeO₂ (1.4 MHz/(mol%GeO₂)), ce qui indique un accroissement de l'atténuation des ondes acoustiques.

Fibre	Δn (dopage) [$\times 10^{-3}$](%GeO ₂)	\varnothing du mode [μm]	pertes [dB/km]	ν_B [GHz]	$\Delta\nu_B$ [MHz]	Gain max. [% gain tot]	g_B/A_{eff} [1/(mW)]	g_B [m/W]
SiO ₂ Massif				13.1	23			5E-11
Manteau dopé fluor, profil rectangulaire $r=4.7\mu\text{m}$	3.9 (0)	8.8	0.402	12.9896	50.7	65	0.28	1.73E-11
Télécom spéciale 1, profil rectangulaire $r=4.7\mu\text{m}$	4.5 (2.65)	10.08	0.35	12.8527	35.5	67	0.33	2.62E-11
Standard télécom 1, profil rectangulaire $r=4.6\mu\text{m}$	5 (2.94)	9.28	0.34	12.7974	37.5	66	0.34	2.27E-11
Standard télécom 2, profil rectangulaire $r=4.8\mu\text{m}$	5 (2.94)	9.64	0.35	12.8082	35.5	67	0.36	2.60E-11
Télécom spéciale 2, profil rectangulaire $r=4\mu\text{m}$	8 (4.71)	8.32	0.35	12.7191	34.5	76	0.48	2.62E-11
Maintien de polarisation $L_b=7\text{mm}$, profil rect. $r=4\mu\text{m}$,	8 (4.8)	8	1	12.6967 12.6996	34	100		
Dispersion décalée, profil triangle $r=4\mu\text{m}$ avec anneau	10.5 (6.18)	6.88	0.61	12.3882	40.4	77	0.60	2.24E-11
Spéciale capteur 1, profil rect. $r=3\mu\text{m}$, excentricité $e=22\%$	11 (6.47)	6.4	0.53	12.4178	45.9	100	0.67	2.15E-11
Dispersion décalée, profil triangle $r=3\mu\text{m}$	14 (8.24)	5.92	0.43	12.3343	42.1	87	0.59	1.63E-11
Spéciale capteur 2, faibles pertes par courbure	16(9.41)	6	0.46	12.134	44.2	67	1.08	3.05E-11
Spéciale capteur 3, profil rect. $r=3\mu\text{m}$, excentricité $e=7\%$	17 (10.00)	6.2	0.69	12.054	45	100	0.83	2.51E-11
Amplificateur optique, co-dopée Er3+	22 (12.94)	6		11.7701	50.4			
Compensation de dispersion, forte biréfringence	30 (17.65)	3.68	0.81	11.504	55	94	1.82	1.93E-11

Tableau 1.2.2: Caractéristiques de différentes fibres optiques [8] mesurées à 1319 nm

Les caractéristiques de la diffusion Brillouin de chaque fibre sont aussi influencées par des grandeurs extérieures. Ainsi, lorsqu'une tension mécanique est appliquée à la fibre, un accroissement du décalage Brillouin est observé, principalement dû à l'augmentation de la vitesse des ondes acoustiques au travers de la variation du module d'élasticité et du nombre de Poisson. La valeur typique mesurée sur une fibre standard est de 595 MHz par pour-cent d'allongement comme le montre la Figure 1-10 a). Les mesures n'ont pas montré de modification significative de la largeur de la courbe de gain Brillouin accompagnant ces contraintes.

La température aussi influe sur le décalage Brillouin comme le montre la Figure 1-10 b). La variation de 1.36 MHz/°C (106 ppm/°C) mesurée pour une fibre standard est aussi principalement due à l'augmentation de la vitesse des ondes acoustiques causée par l'augmentation du module d'élasticité et la diminution de la densité de la fibre. L'augmentation de température s'accompagne aussi d'une diminution de l'amortissement des ondes acoustiques, donc d'un amincissement de la courbe de gain Brillouin.

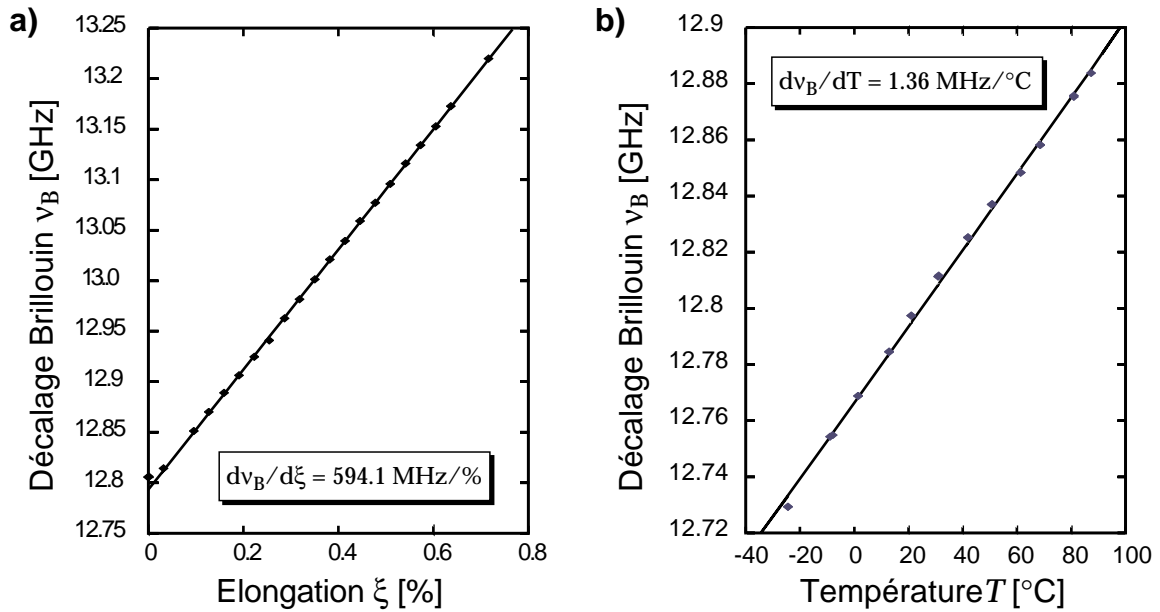


Figure 1-10 a): Influence d'une contrainte axiale appliquée à la fibre standard sur le décalage en fréquence Brillouin [8]

Figure 1-10 b): Influence de la température sur le décalage de fréquence Brillouin d'une fibre standard [8]

Ces deux effets ont été précisément quantifiés [8] pour être exploités dans la réalisation d'un capteur distribué permettant de connaître en tout point d'une fibre les contraintes ou la température.

Références du chapitre 1

- [1] B. E. A. Saleh & M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", ch. 20, John Wiley & Sons, inc., ISBN 0-471-83965-5, New York, 1991.
- [2] Y. R. Shen, "Principles of nonlinear optics", ch. 16, John Wiley & Sons, inc., ISBN 0-471-88998-9, New York, 1984.
- [3] R. W. Boyd, "Nonlinear optics", ch 4, Academic Press, inc., ISBN 0-12-121680-2, New York, 1992.
- [4] A. Yariv, "Optical electronics", ch. 19, pp. 670-675, Saunders College Publishing, ISBN 0-03-047444-2, San Fransisco, 1991
- [5] C. L. Tang, "Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process", Journal of Applied Physics, Vol. 37, pp. 2945-2947, 1966.
- [6] R. W. Boyd, "Nonlinear optics", ch. 8, Academic Press, inc., ISBN 0-12-121680-2, New York, 1992.
- [7] K. Toyama, "Brillouin fiber-optic gyroscope and digital integrating gyroscope", Ph. D. Thesis, G.L.Report No. 5446, Stanford University, California, 1996
- [8] M. Niklès, "La diffusion Brillouin dans les fibres optiques: étude et application aux capteurs distribués", Thèse de doctorat No. 1674 , Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997

2. Le miroir Brillouin



Lorsqu'une puissance de plusieurs milliwatts est injectée dans une fibre de longueur kilométrique, le gain Brillouin devient si important que les quelques photons, issus de la diffusion Brillouin spontanée et amplifiés lors de leur trajet retour, engendrent une onde Stokes intense: c'est l'émission du miroir Brillouin, aussi appelé laser Brillouin "single-pass". Si l'intensité de l'onde Stokes est faible face à celle de la pompe, les équations différentielles exprimant l'interaction Brillouin se résolvent aisément de manière analytique et permettent de trouver l'expression du seuil laser. Au dessus de ce seuil, en revanche, l'appauvrissement de la pompe n'est plus négligeable et seule une intégration numérique permet de modéliser le phénomène.

La deuxième partie de ce chapitre confronte les résultats de ce modèle théorique, obtenus de manière analytique ou par intégration numérique, aux mesures effectuées sur des échantillons de fibres standard de diverses longueurs.



Les télécommunications utilisent couramment des lignes en fibres optiques dont la longueur atteint plusieurs dizaines de kilomètres. Mais lorsqu'une source de lumière cohérente est utilisée pour transmettre sur une fibre d'une telle longueur, il apparaît, à partir d'une certaine puissance injectée, une saturation de la puissance transmise (cf. Figure 2-1) tandis que toute la puissance supplémentaire injectée se voit irrémédiablement réfléchie vers l'émetteur. Cette

rétrodiffusion de lumière est due à la diffusion Brillouin stimulée et montre un comportement très similaire à celui d'un laser.

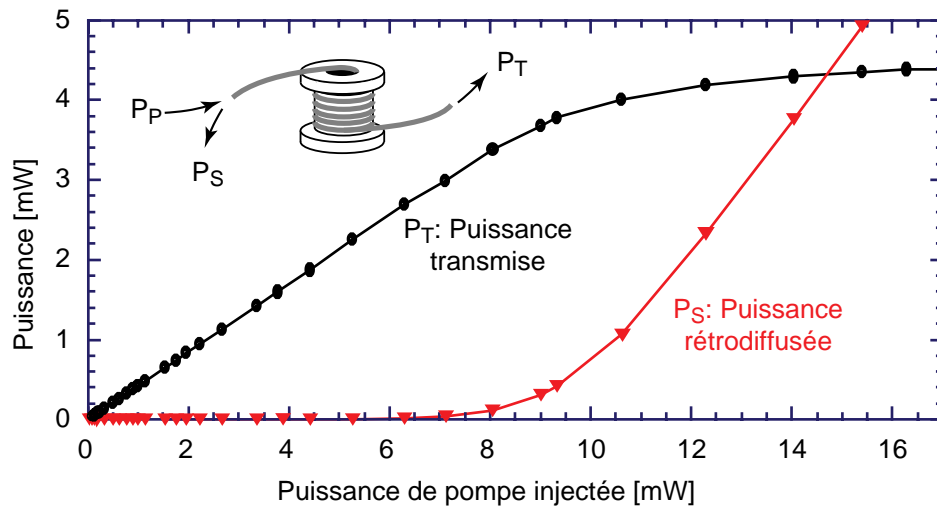


Figure 2-1: Puissance de pompe transmise et puissance de l'onde Stokes rétrodiffusée par une fibre standard de 11.8 km

Lorsqu'une puissance de plusieurs milliwatts, appelée ci-après puissance de pompe, est injectée dans une fibre de longueur kilométrique, le gain Brillouin net d'un bout à l'autre de la fibre est très important. Les quelques photons Stokes issus de la diffusion Brillouin spontanée subie par la pompe tout au long de la fibre se voient amplifiés de manière exponentielle lors de leur trajet retour. Cependant, dès que le transfert d'énergie vers cette onde Stokes n'est plus négligeable face à l'intensité de la pompe, un appauvrissement de cette dernière intervient. Dès lors, le seuil du miroir Brillouin est atteint, et toute puissance de pompe supplémentaire est cédée entièrement à l'onde Stokes rétrodiffusée. Ce seuil sépare donc les deux régimes de fonctionnement: le régime d'émission spontanée-amplifiée, en dessous du seuil, où tout appauvrissement de l'onde de pompe peut être négligé et, au dessus du seuil, le régime miroir où l'appauvrissement limite l'augmentation de l'onde Stokes à une croissance linéaire.

Dans le régime miroir, les deux équations différentielles couplées (1.2.22) exprimant l'interaction Brillouin entre les deux ondes ne se résolvent pas de manière analytique, à moins de négliger l'atténuation de la fibre [1]. Au dessus du seuil donc, seule une intégration numérique est possible. L'exemple de la Figure 2-2 montre que le transfert d'énergie de l'onde de pompe à l'onde Stokes s'effectue essentiellement dans le premier kilomètre de fibre. Malgré tout, les kilomètres suivants ont une importance prépondérante car l'onde Stokes est essentiellement engendrée à partir des quelques photons de pompe diffusés spontanément par le bruit thermique en bout de fibre et doivent subir une pré-amplification importante.

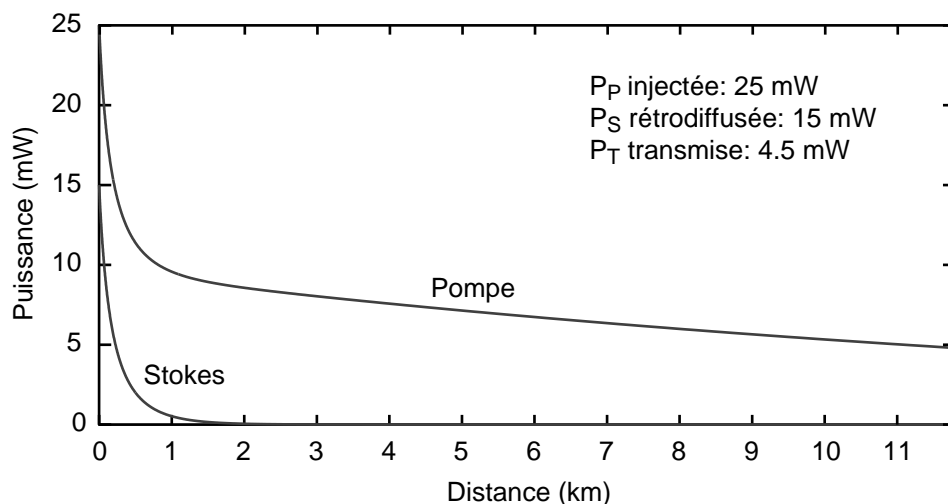


Figure 2-2: Simulation numérique de la répartition de puissance le long d'une fibre de 11.8 km pour une puissance de pompe injectée de 25 mW

2.1. Le seuil du miroir Brillouin

En dessous du seuil, le problème se restreint à un régime d'interaction faible, car l'intensité de l'onde Stokes est faible face à celle de la pompe. Il est alors possible d'omettre l'appauvrissement de l'onde de pompe, ce qui permet de découpler les deux équations différentielles et de les résoudre de manière analytique. Cette mise en équation présentée ci-après est principalement issue de l'article de Smith [2], paru en 1972 déjà, alors qu'apparaissaient seulement les premières fibres optiques unimodales dont l'atténuation était encore de 20 dB/km. Cette démarche permet d'aboutir à l'expression de la puissance critique, seuil au delà duquel la diffusion Brillouin stimulée ne peut être négligée. Cette approche, bien que moins fondamentale que celle utilisé par Boyd [3], permet aussi de retrouver une expression identique pour la largeur spectrale de l'émission Stokes lors de ce régime de fonctionnement.

Soit une fibre de grande longueur dans laquelle circule, selon l'axe z , une onde de pompe et, en sens inverse, une onde Stokes. L'appauvrissement de l'onde de pompe étant négligé, son intensité I_p décroît exponentiellement en raison de l'atténuation α de la fibre uniquement:

$$I_p(z) = I_p(0) \exp(-\alpha z) \quad (2.1.1)$$

La solution à l'équation différentielle de l'onde Stokes est alors donnée par:

$$I_s(z) = I_s(0) \exp\left(\alpha z - \eta_P g_B I_p(0) \frac{1 - \exp(-\alpha z)}{\alpha}\right) \quad (2.1.2)$$

ce qui permet de trouver l'expression du gain Brillouin pour une fibre de longueur L :

$$G(L) = \frac{I_S(0)}{I_S(L)} = \exp(\eta_P g_B I_P(0) L_{eff} - \alpha L) \quad (2.1.3)$$

où la longueur effective L_{eff} est définie par:

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (2.1.4)$$

A l'image de la notion de surface effective, la définition de cette longueur effective considère que la fibre réelle de longueur L peut être remplacée par une fibre fictive sans perte optique de longueur L_{eff} , produisant le même effet non-linéaire. Il est intéressant de noter que pour une fibre de longueur infinie, L_{eff} tend asymptotiquement vers la valeur $1/\alpha$. Elle ne dépasse donc pas 15 km à la longueur d'onde de 1.3 μm et 20 km à 1.55 μm .

Tout signal injecté à l'extrémité opposée à la pompe, et dont la fréquence correspond à celle de l'onde Stokes voit son intensité augmenter de manière exponentielle le long de son trajet dans la fibre. Dans le cas où aucun signal n'est injecté en bout de fibre, l'émission Stokes démarre à partir de la diffusion Brillouin spontanée de l'onde de pompe tout au long de la fibre. L'émission spontanée ne pouvant s'expliquer de manière classique, il est nécessaire d'utiliser l'approche quantique pour exprimer l'équation différentielle du nombre de photons par mode:

$$\left(\frac{d}{dz} + \alpha\right)N_S = \eta_P g_B(v_S) I_P(z) (N_S + 1) \quad (2.1.5)$$

où N_S est le nombre de photons Stokes. Par identification avec l'équation différentielle (1.2.22), le facteur unité additionnel représente donc la contribution d'un photon spontané. Or chaque photon spontané est issu de l'interaction entre un photon de pompe avec un seul phonon, dont le nombre par mode est de environ 550 à température ambiante (cf. (1.1.14)). Le taux d'émission spontanée pour une fibre unimodale est donné par la contribution de chaque photon multiplié le nombre de phonons.

$$\frac{d}{dz}N_S^{spontanés} = \eta_P g_B(v_S) I_P(z) \frac{k T}{h v_B} \quad (2.1.6)$$

Les photons de pompe rétrodiffusés de manière spontanée tout au long de la fibre se voient ensuite amplifiés par le gain Brillouin lors de leur trajet retour vers l'extrémité de la fibre. En bout de fibre, à $z = 0$, leur nombre est de:

$$\begin{aligned} N_S(0, v_S) &= \int_0^L N_S^{spontanés}(z, v_S) G(z, v_S) dz \\ &= \int_0^L \eta_P g_B(v_S) \frac{k T}{h v_B} \frac{P_P(0)}{A_{eff}} \exp\left(-2\alpha z - \eta_P g_B \frac{P_P(0)}{A_{eff}} \frac{1 - \exp(-\alpha z)}{\alpha}\right) dz \end{aligned} \quad (2.1.7)$$

Après intégration par substitution, il en résulte:

$$N_s(0) = \frac{k T}{h \nu_B} \exp\left(\frac{H}{\alpha}\right) \left[\exp\left(-\frac{H}{\alpha}\right) \left(1 - \frac{\alpha}{H}\right) - \exp\left(-\frac{H}{\alpha} \exp(-\alpha L)\right) \left(\exp(-\alpha L) - \frac{\alpha}{H}\right) \right] \quad (2.1.8)$$

où la variable H est égale à:

$$H(\nu_S) = \frac{\eta_P g_B(\nu_S) P_P(0)}{A_{eff}} \quad (2.1.9)$$

En se restreignant d'une part à des fibres très longues, bien plus longues que la longueur effective maximale, pour lesquelles $\alpha L \gg 1$, et d'autre part à des puissances de pompe suffisantes pour que $H \gg \alpha$, l'expression du nombre de photons Stokes en sortie de fibre se simplifie grandement:

$$N_s(0, \nu_S) = \frac{k T}{h \nu_B} \frac{\exp\left(\frac{H(\nu_S)}{\alpha}\right)}{\frac{H(\nu_S)}{\alpha}} = \frac{k T}{h \nu_B} \frac{\exp\left(\frac{\eta_P g_B(\nu_S) P_P(0)}{\alpha A_{eff}}\right)}{\frac{\eta_P g_B(\nu_S) P_P(0)}{\alpha A_{eff}}} \quad (2.1.10)$$

Pour obtenir la puissance totale de l'onde Stokes rétrodiffusée, il reste à intégrer la puissance de chaque photon spontané sur tout le spectre de diffusion:

$$P_S(0) = \int_0^{\infty} h \nu N_s(0, \nu_S) d\nu \quad (2.1.11)$$

Sachant que le gain Brillouin de type lorezien est donné par l'équation (1.2.24), la puissance de l'onde Stokes s'intègre de manière analytique pour aboutir à:

$$P_S(0) = \frac{k T}{h \nu_B} \frac{\exp\left(\frac{\eta_P g_B P_P(0)}{\alpha A_{eff}}\right)}{\frac{\eta_P g_B P_P(0)}{\alpha A_{eff}}} B_{eff} \quad (2.1.12)$$

où, comme défini au chapitre 1, g_B est la valeur du gain linéaire au sommet de la courbe de gain Brillouin, et où la bande passante effective B_{eff} est définie par:

Largeur spectrale de l'émission Brillouin stimulée issue du miroir Brillouin en dessous du seuil

$$B_{eff} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Delta \nu_B}{\sqrt{\frac{\eta_P g_B P_P(0)}{\alpha A_{eff}}}} \quad (2.1.13)$$

Il est utile de rappeler que cette expression n'est valable que lorsque l'appauvrissement de la pompe peut être négligé, mais pour des puissances de pompes suffisantes pour que $H \gg \alpha$. Une approche plus fondamentale [3], mais négligeant l'atténuation de la fibre, aboutit à un résultat identique tout en montrant clairement que le spectre arbore, dans ce cas, une forme gaussienne. Il apparaît aussi que pour des puissances de pompes plus faibles, pour lesquelles $H \ll \alpha$, le spectre de l'onde Stokes conserve la forme lorentzienne typique de la diffusion Brillouin spontanée. Au dessus du seuil, l'appauvrissement de l'onde de pompe engendre un aplatissement du sommet de la courbe de gain et la largeur spectrale est donc plus importante que celle donnée par l'équation (2.1.13).

La transition entre le régime d'émission spontanée amplifiée et le régime miroir n'est pas franche. Il est alors de coutume en théorie de définir le seuil du miroir Brillouin, dans le cas où toute déplétion de la pompe est négligée, comme étant la puissance de pompe nécessaire à la génération d'une onde Stokes de puissance équivalente.

$$P_P^{crit}(0) = P_S(0) \quad (2.1.14)$$

Il va de soi qu'en réalité, pour des raisons de conservation de l'énergie, la puissance de l'onde Stokes n'atteint jamais celle de pompe injectée, car l'appauvrissement de cette dernière limite la croissance exponentielle de l'onde Stokes. Néanmoins, puisque le gain varie exponentiellement avec la puissance de pompe, il est raisonnable de considérer que l'appauvrissement de l'onde de pompe n'intervient que peu avant la valeur du seuil théorique ainsi défini. La puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'un miroir Brillouin formé d'une fibre dont la longueur est bien supérieure à la longueur effective maximale (15 km à $1.3 \mu\text{m}$ et 20 km à $1.55 \mu\text{m}$) est alors donnée par:

$$\frac{\sqrt{\pi}}{2} kT \frac{v_S}{v_B} \frac{\eta_P g_B}{\alpha A_{eff}} \Delta v_B = \left(\frac{\eta_P g_B P_P^{crit}}{\alpha A_{eff}} \right)^{\frac{5}{2}} \exp \left(- \frac{\eta_P g_B P_P^{crit}}{\alpha A_{eff}} \right) \quad (2.1.15)$$

Dans le domaine des télécommunications, il est bien sûr plus utile de posséder une expression éventuellement approchée mais plus simple permettant d'estimer rapidement la puissance maximale pouvant être injectée dans une ligne de transmission sans craindre une limitation due à la diffusion Brillouin spontanée. En remplaçant brutalement $1/\alpha$ par la longueur effective L_{eff} (2.1.4) de façon à ne plus être restreint par des fibres de grandes longueurs, il est raisonnable de considérer l'expression approchée de la puissance de seuil suivante [4]:

Puissance de pompe critique à partir de laquelle le seuil du miroir Brillouin est atteint

$$P_P^{crit} \approx 19 \frac{A_{eff}}{\eta_P g_B L_{eff}} \quad (2.1.16)$$

Il est intéressant de noter que lorsque cette expression fut trouvée en 1972 [2], le facteur 19 était originellement de 21, car les fibres présentaient alors des pertes près de 60 fois plus élevées qu'actuellement.

Cette expression traduit le fait que la puissance critique dépend essentiellement des paramètres de la fibre utilisée et pratiquement pas du phénomène responsable de son démarrage. En effet, puisque le gain net de la fibre augmente de manière exponentielle en fonction de la puissance, même si la diffusion Brillouin spontanée était dix fois plus importante, la puissance de seuil n'en serait presque pas affectée. C'est pour cette raison qu'expérimentalement, quelque soit le milieu électrostrictif utilisé, il a été constaté qu'un gain $G \approx \exp(25)$ [3] est nécessaire pour atteindre ce seuil.

Ainsi, en dessous de 6 mW à la longueur d'onde de 1.3 μm et de 4.5 mW à 1.55 μm , tout risque de diffusion Brillouin stimulée dans une ligne de transmission optique est exclu. Il faut cependant noter que des réflexions sur la ligne, notamment à l'endroit du récepteur, peuvent introduire une rétroaction dont l'intensité est bien supérieure à celle de la diffusion Brillouin spontanée, et par conséquent diminuer sensiblement la puissance critique. A l'inverse, dans le cas de fibres montrant des inhomogénéités de leur caractéristique de gain Brillouin dues à des variations de température ou de contraintes [5], ainsi que dans le cas où le laser de pompe possède un spectre plus large que celui de la courbe de gain Brillouin, le gain net sur la fibre sera plus faible et, par conséquent, la puissance critique sera toujours plus élevée que la celle donnée par l'équation (2.1.16). Ces principes sont utilement appliqués en télécommunication pour repousser la limite due à la diffusion Brillouin stimulée.

2.2. Mesures sur un miroir Brillouin

La puissance rétrodiffusée par l'interaction Brillouin pour des échantillons de fibre standard de diverses longueurs est reportée en Figure 2-3. Les différents échantillons ont été mesurés en utilisant un laser Nd:YAG dont la longueur de cohérence dépasse la longueur de la fibre, sa largeur de raie étant inférieure à 10 kHz. La puissance de seuil a été déterminée en effectuant une régression linéaire des points de mesure visiblement au dessus du seuil Brillouin. Le Tableau 2-1 compare les seuils ainsi mesurés avec les valeurs théoriques obtenues par l'équation (2.1.16), et par intégration numérique des équations différentielles. Le facteur d'efficacité de couplage en polarisation η_P de 2/3 utilisé se justifie par le fait que pour la fibre standard considérée, la polarisation fluctue de manière aléatoire sur moins de 100 m [6].

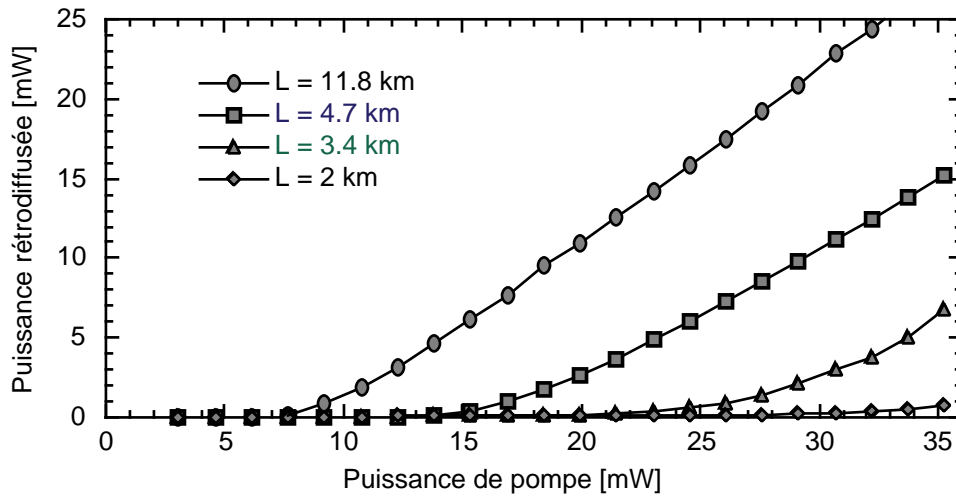


Figure 2-3: Mesure de la puissance rétrodiffusée pour des échantillons de fibres standards de différentes longueurs

longueur de la fibre	seuil mesuré	seuil théorique équation (2.1.16)	seuil obtenu par intégration numérique
11.8 km	9.5 mW	10.7 mW	9.7 mW
4.7 km	16.7 mW	21.2 mW	17.7 mW
3.4 km	26.4 mW	27.9 mW	22.9 mW
2 km	~ 36 mW	45.1 mW	36.1 mW

Tableau 2-1: Comparaison des seuils mesurés, théoriques et obtenus par intégration numérique

La valeur de seuil mesurée s'approche de la valeur donnée par l'équation (2.1.16) lorsque la longueur de la fibre augmente. Il faut rappeler que cette équation a été obtenue en considérant des fibres dont la longueur est bien plus grande que la longueur effective maximale, pour être ensuite étendue à des fibres de toutes longueurs. Il faut donc l'utiliser avec beaucoup de prudence. L'intégration numérique des équations différentielles qui permet de tenir compte de l'appauvrissement de la puissance de pompe aboutit à une très bonne modélisation, exception faite de la fibre de 3.4 km. Cette inconsistance s'explique aisément en sachant que la fibre concernée a été enroulée sans grand soin avec une tension variable, ce qui rend ses caractéristiques de gain Brillouin inhomogènes.

La transition du régime d'émission spontanée-amplifiée au régime miroir n'étant pas franche, il est intéressant de savoir dans quelle mesure le modèle négligeant l'appauvrissement de la pompe est valable. La comparaison entre ce modèle et les mesures (cf. Figure 2-4) obtenues sur une fibre standard de 11.2 km fait clairement apparaître, malgré l'importance de la diffusion Rayleigh, que l'appauvrissement de la pompe ne peut être négligé au-delà d'une puissance de ~1 dB inférieure au seuil théorique.

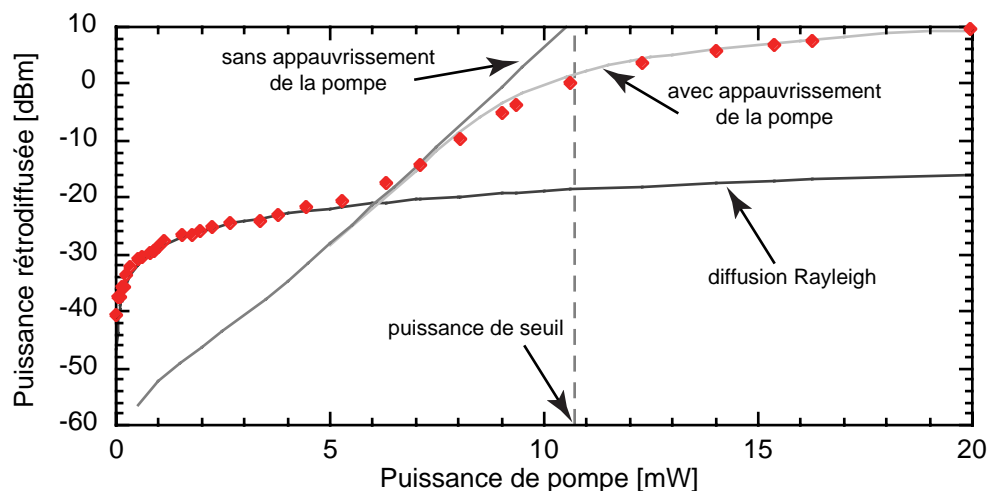


Figure 2-4: Comparaison des mesures effectuées sur un échantillon de fibre standard de 11.2 km avec le modèle qui néglige l'appauvrissement de la pompe obtenu analytiquement, et avec le modèle plus complet obtenu par résolution numérique des équations différentielles. L'intensité de la diffusion Rayleigh y est aussi incluse.

L'émission du miroir Brillouin ne possède pas une excellente cohérence en théorie, or en pratique, il existe souvent une faible rétroaction due à des réflexions, ou même à la diffusion Rayleigh qui agit de manière prépondérante sur le spectre d'émission, comme le montre la mesure du spectre reportée à la Figure 2-5a). Cette rétroaction ne permet cependant pas d'empêcher la fréquence de l'onde Stokes de sauter de manière erratique sur plusieurs centaines de kHz.

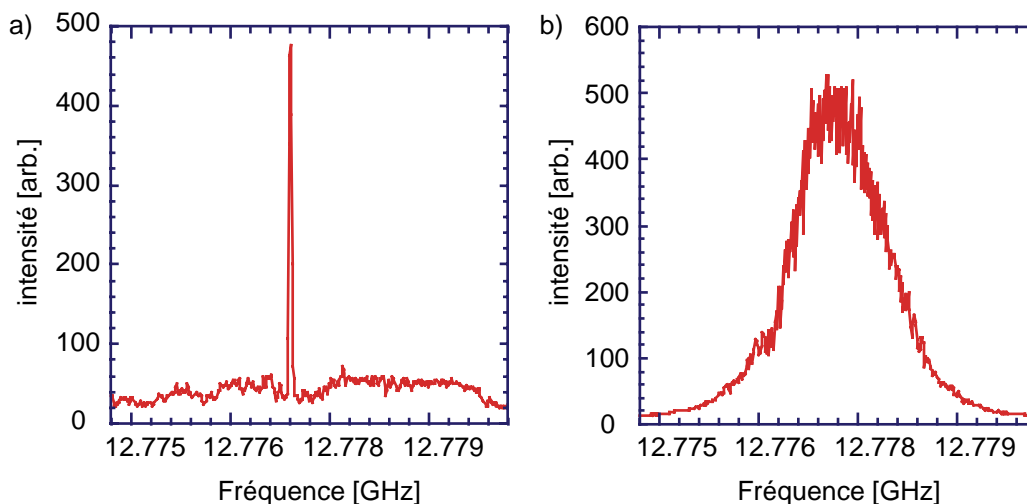


Figure 2-5a): Le spectre très cohérent du miroir Brillouin, mais sautant de manière erratique sur plusieurs centaines de kHz

Figure 2-5b): Spectre du même laser miroir Brillouin obtenu après avoir inséré une très faible modulation aléatoire de phase permettant de brouiller toute rétroaction.

En insérant une faible modulation de phase aléatoire à l'entrée de la fibre, la cohérence de l'onde pompe ainsi que celle de la fraction de l'onde Stokes réfléchi en début de fibre est brisée, et la largeur spectrale du laser Brillouin adopte alors la forme gaussienne de quelques MHz (cf. Figure 2-5b)) prévue par la théorie. Des mesures de la largeur spectrale de l'onde Stokes sont reportées en Figure 2-6. Conformément à la théorie, la largeur spectrale diminue pour atteindre quelques MHz lorsque le seuil est atteint.

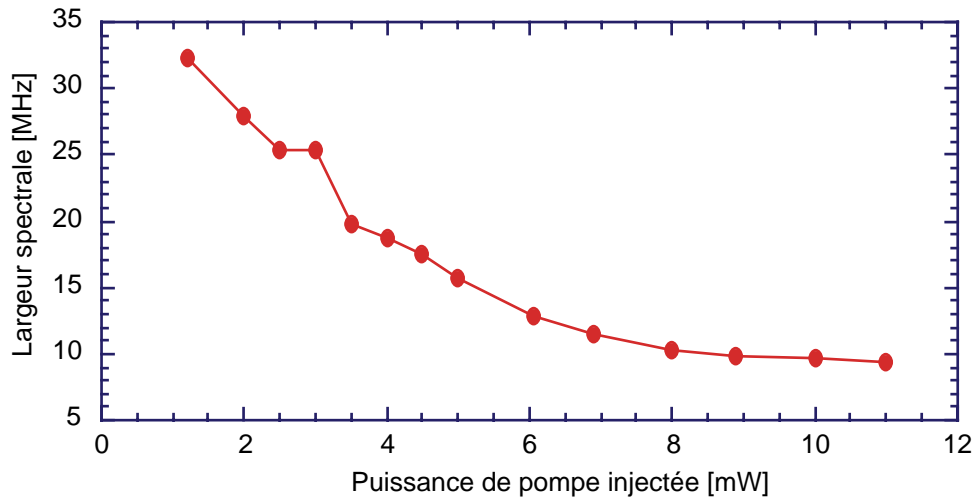


Figure 2-6: Evolution de la largeur spectrale de l'émission du miroir Brillouin

A l'enclenchement d'un laser Brillouin "single-pass", il apparaît des oscillations de relaxation dont la période correspond au temps de transit de la lumière pour un aller et retour dans la fibre. Lorsque des réflexions importantes sont présentes, notamment en bout de fibre, ces oscillations peuvent même s'auto-entretenir pour atteindre un régime pulsé stable. En effet, avec des fibres aussi longues, le temps de rétroaction est très grand face au temps de vie des phonons et la dynamique de l'onde acoustique doit être prise en compte.

Pour empêcher ces oscillations, il est donc nécessaire de disposer d'une rétroaction plus rapide que le temps de vie des phonons. Une telle rétroaction peut s'obtenir grâce à la cavité en anneau étudiée au chapitre suivant.

Références du chapitre 2

- [1] R. W. Boyd, "Nonlinear optics", ch. 8, pp. 377-382, Academic Press, inc., ISBN 0-12-121680-2, New York, 1992.
- [2] R. G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering", *Applied Optics*, Vol. 11, No. 11, pp. 2489-2494, November 1972.
- [3] R. W. Boyd, K. Rzazewski and P. Narum, "Noise initiation of stimulated Brillouin scattering", *Physical Review A*, Vol. 42, No. 9, pp. 5514-5521, November 1990.
- [4] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", ch. 9, pp. 269, Academic Press, inc., ISBN 0-12-045140-9, San Diego, 1989
- [5] N. Yoshizawa and T. Imai, "Stimulated Brillouin scattering suppression by means of applying strain distribution to fiber with cabling", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 11, No. 10, pp. 1518-1522, October 1993
- [6] M. Niklès, "La diffusion Brillouin dans les fibres optiques: étude et application aux capteurs distribués", Thèse de doctorat No. 1674 , Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997

3. La cavité résonante à fibre optique



La recirculation de lumière à l'intérieur d'un résonateur en anneau à fibre optique permet par interférences multiples d'atteindre le seuil de la diffusion Brillouin stimulée à l'aide de sources de faibles puissances. L'intensité lumineuse circulant à l'intérieur d'un tel résonateur ainsi que sa fonction de transfert seront déduites des équations du champ électromagnétique de l'onde optique. Comme pour un résonateur classique de type Fabry-Perot formé de deux miroirs parallèles, les notions de *Finesse* et d'intervalle spectral libre (FSR^*) seront reliées aux grandeurs physiques de l'anneau telles que le taux de couplage du coupleur, la longueur et les pertes de l'anneau.

Les méthodes de mesure pour la caractérisation des résonateurs en anneau seront décrites en deuxième partie de ce chapitre. Une nouvelle méthode de caractérisation [1] basée sur la diffusion Rayleigh dans l'anneau à fibre mesurée par un réflectomètre optique (OTDR[†]) y est développée en détail.

Puisque les équations de l'anneau indiquent que l'intensité circulant dans la cavité est maximale à sa fréquence de résonance, un système d'asservissement, étudié en dernière partie de ce chapitre, est chargé de maintenir cette condition de résonance, et permet ainsi d'atteindre le seuil d'effets non-linéaires à l'aide de lasers de faible puissance.



* FSR est l'abréviation anglaise de *Free Spectral Range*

† OTDR est l'abréviation anglaise de *Optical Time-Domain Reflectometer*

Le mécanisme de la diffusion Brillouin stimulée (SBS) a été décrit au chapitre premier. Comme pour tous les processus non-linéaires dans les fibre optiques, la puissance optique nécessaire pour atteindre le seuil de l'effet Brillouin est élevée. Les fibres monomodes permettent déjà de concentrer la lumière dans le plan perpendiculaire à sa propagation, soit sur une surface de quelques μm^2 , déterminée à peu près par la taille du coeur de la fibre. L'introduction de lumière dans un résonateur optique permet, si les conditions de phase à l'intérieur de la cavité sont respectées, d'obtenir par interférences successives une onde lumineuse circulant dans le résonateur dont l'intensité est fortement augmentée. Ce confinement de lumière à l'intérieur du résonateur doit permettre d'atteindre le seuil de la diffusion Brillouin stimulée à l'aide de sources de faibles puissances.

3.1. La cavité en anneau

Parmi tous les types de résonateurs à fibre [2], le choix d'un résonateur en anneau s'impose par le fait que la lumière y circule toujours dans le même sens. Ceci permet de séparer facilement l'onde de pompe (lumière incidente) de l'onde Stokes (lumière résultant de l'interaction non-linéaire) se propageant en sens inverse. Dans ce chapitre, la mise en équation d'un tel résonateur en anneau servira à mettre en évidence les conditions optimales pour son utilisation dans un laser Brillouin à fibre.

3.1.1. Modélisation de la cavité en anneau

La modélisation de la cavité en anneau se réfère à sa description schématique donnée en Figure 3-1 et permet de trouver les solutions stationnaires de l'intensité circulant dans le résonateur. Le coupleur est considéré comme ponctuel, directionnel et réciproque. Les différentes sources de pertes du résonateur n'agissent que sur l'amplitude du champ électromagnétique, et sont donc indépendantes de la polarisation de la lumière. Pour le moment, tous les éléments constituant l'anneau seront considérés comme non biréfringents pour éliminer les problèmes de polarisation qui seront abordés au chapitre 5. Bien que cet dernière hypothèse semble très restrictive, le chapitre 5 montrera que, quelle que soit la biréfringence dans la boucle de l'anneau, il existe toujours deux états de polarisation orthogonaux qui se trouvent inchangés après s'être propagés dans la boucle. Pour chacun de ces états, appelés *états propres de polarisation*, l'hypothèse est donc satisfaite. Il sera alors toujours nécessaire de décomposer toute polarisation suivant les états propres de polarisation de l'anneau.

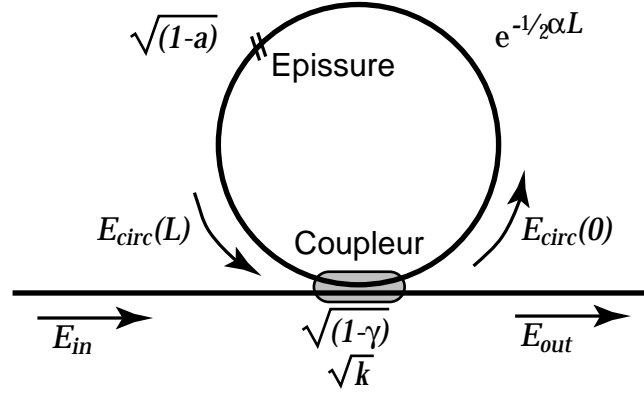


Figure 3-1: Description des champs dans une cavité en anneau

Les différents champs E_{in} , E_{out} , $E_{circ}(0)$ et $E_{circ}(L)$ à l'entrée et à la sortie du coupleur, décrits en Figure 3-1, sont reliés par les équations suivantes:

$$E_{circ}(0) = \sqrt{1-\gamma} [i\sqrt{1-k}E_{in} + \sqrt{k}E_{circ}(L)] \quad (3.1.1)$$

$$E_{out} = \sqrt{1-\gamma} [\sqrt{k}E_{in} + i\sqrt{1-k}E_{circ}(L)] \quad (3.1.2)$$

où $(1-k)$ est le taux de couplage en intensité du coupleur, k étant la fraction de l'intensité transmise par le même guide, et où γ représente les pertes en intensité du coupleur. La condition de conservation de l'énergie dans le coupleur impose que les ondes sortant du coupleur soient en quadrature. Ceci explique la présence de la partie imaginaire [3] dans les deux équations.

La propagation de l'onde optique dans la boucle de l'anneau est régie par:

$$E_{circ}(L) = E_{circ}(0) \sqrt{1-a} e^{-1/2\alpha L} e^{-i\beta L} \quad (3.1.3)$$

où a est le coefficient de perte ponctuelle en intensité dû, par exemple, à une épissure dans le cas d'un anneau à fibre, L la longueur de la boucle, α le coefficient de perte linéique en intensité le long de la boucle et β la constante de propagation de l'onde optique guidée.

Le coefficient de transmission en intensité sur un tour complet de l'anneau peut alors être défini par:

$$k_r = (1-\gamma)(1-a)e^{-\alpha L} \quad (3.1.4)$$

$(1-k_r)$ représente donc les pertes sur un tour de l'anneau.

La fonction de transfert de l'anneau, c'est-à-dire le rapport entre l'intensité lumineuse sortant de l'anneau et l'intensité incidente, peut facilement s'obtenir en réduisant le système d'équations (3.1.1) à (3.1.3):

$$E_{out} = \sqrt{1 - \gamma\sqrt{k}} E_{in} + i\sqrt{k_r}\sqrt{1 - k}e^{-i\beta L}E_{circ}(0) \quad (3.1.5)$$

$$E_{out} = \sqrt{1 - \gamma\sqrt{k}} E_{in} - \sqrt{k_r}\sqrt{1 - k}e^{-i\beta L}\frac{\sqrt{1 - \gamma\sqrt{1 - k}}}{1 - \sqrt{k k_r}e^{-i\beta L}}E_{in} \quad (3.1.6)$$

$$\frac{E_{out}}{E_{in}} = \sqrt{1 - \gamma}\left[\sqrt{k} - \frac{(1 - k)\sqrt{k_r}e^{-i\beta L}}{1 - \sqrt{k k_r}e^{-i\beta L}}\right] = \sqrt{1 - \gamma}\left[\frac{\sqrt{k} - \sqrt{k_r}e^{-i\beta L}}{1 - \sqrt{k k_r}e^{-i\beta L}}\right] \quad (3.1.7)$$

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \left|\frac{E_{out}}{E_{in}}\right|^2 = (1 - \gamma)\frac{k_r + k - 2\sqrt{k k_r}\cos(\beta L)}{1 + k k_r - 2\sqrt{k k_r}\cos(\beta L)} \quad (3.1.8)$$

Cette fonction de transfert est comparable à la fonction décrivant l'intensité réfléchiée par un résonateur Fabry-Perot [4]. Hors résonance, la transmission de l'anneau est presque totale; tandis qu'elle diminue à l'approche de la condition de résonance pour atteindre un minimum lorsque celle-ci est satisfaite, soit lorsque $\cos(\beta L) = 1$ et donc lorsque βL est un multiple entier de 2π :

Intensité normalisée transmise par un résonateur en anneau sous condition de résonance

$$\frac{I_{out\ res}}{I_{in}} = (1 - \gamma)\frac{(\sqrt{k_r} - \sqrt{k})^2}{(1 - \sqrt{k k_r})^2} \quad (3.1.9)$$

L'intensité circulante normalisée, c'est-à-dire le rapport entre l'intensité lumineuse circulant au début de la boucle de fibre formant l'anneau et l'intensité incidente, peut aussi s'obtenir en réduisant le système d'équations (3.1.1) à (3.1.3):

$$\begin{aligned} E_{circ}(0) &= \sqrt{k}\sqrt{1 - \gamma\sqrt{1 - k}}e^{-1/2\alpha L}E_{circ}(0) + i\sqrt{1 - \gamma\sqrt{1 - k}}E_{in} \\ &= \sqrt{k k_r}e^{-i\beta L}E_{circ}(0) + i\sqrt{1 - \gamma\sqrt{1 - k}}E_{in} \end{aligned} \quad (3.1.10)$$

$$\frac{E_{circ}(0)}{E_{in}} = \frac{i\sqrt{1 - \gamma\sqrt{1 - k}}}{1 - \sqrt{k k_r}e^{-i\beta L}} \quad (3.1.11)$$

$$\frac{I_{circ}(0)}{I_{in}} = \left|\frac{E_{circ}(0)}{E_{in}}\right|^2 = \frac{(1 - \gamma)(1 - k)}{1 + k k_r - 2\sqrt{k k_r}\cos(\beta L)} \quad (3.1.12)$$

Hors résonance, l'intensité circulant dans l'anneau est faible; mais elle augmente fortement pour atteindre un maximum lorsque la fréquence de la lumière satisfait à la condition de résonance:

Intensité normalisée circulant à l'intérieur d'un résonateur en anneau sous condition de résonance

$$\frac{I_{circ}(0)}{I_{in}}_{res} = \frac{(1 - \gamma)(1 - k)}{(1 - \sqrt{k k_r})^2} \quad (3.1.13)$$

C'est grâce à cette concentration d'énergie circulant à l'intérieur du résonateur qu'il est possible d'atteindre le seuil des effets non-linéaires tout en ayant recours à de faibles puissances incidentes.

L'intensité circulante normalisée (3.1.12) ainsi que la fonction de transfert (3.1.8) sont tracées en Figure 3-2.

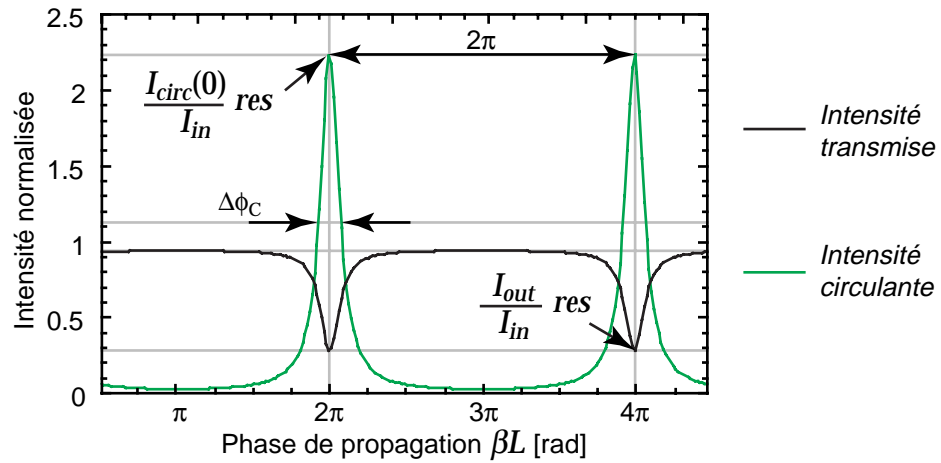


Figure 3-2: Intensité transmise et intensité circulante normalisée d'un anneau

Sous condition de résonance, l'intensité circulante atteint son maximum au détriment de l'intensité sortant de l'anneau.

La qualité du résonateur est donnée par sa *Finesse*, définie comme le rapport entre la séparation des résonances et la largeur des résonances mesurées à mi-hauteur:

$$Finesse = \frac{FSR}{\Delta\nu_c} = \frac{2\pi}{\Delta\phi_c} \quad (3.1.14)$$

où $FSR = c/(nL)$ est l'intervalle spectral libre, $\Delta\nu_c$ est la largeur de la résonance mesurée en termes de fréquence et $\Delta\phi_c$ est la largeur de la résonance mesurée en termes de phase.

En réécrivant l'équation (3.1.12) de l'intensité circulante en employant la fonction sinus, on trouve:

$$\frac{I_{circ}(\beta L)}{I_{in}} = \frac{(1 - \gamma)(1 - k)}{(1 - \sqrt{k k_r})^2 + 4\sqrt{k k_r} \sin^2\left(\frac{\beta L}{2}\right)} \quad (3.1.15)$$

La demi largeur de la résonance $\Delta\phi_C/2$ doit alors satisfaire à l'équation suivante:

$$\frac{I_{circ}(\Delta\phi_C/2)}{I_{in}} = \frac{1}{2} \frac{I_{circ}(0)}{I_{in}} \text{res} \quad (3.1.16)$$

$$\frac{(1 - \gamma)(1 - k)}{(1 - \sqrt{k k_r})^2 + 4\sqrt{k k_r} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi_C}{4}\right)} = \frac{1}{2} \frac{(1 - \gamma)(1 - k)}{(1 - \sqrt{k k_r})^2} \quad (3.1.17)$$

La largeur à mi-hauteur est donc donnée par:

$$\Delta\phi_C = 4 \arcsin\left(\frac{1 - \sqrt{k k_r}}{2 \sqrt[4]{k k_r}}\right) \approx \frac{2(1 - \sqrt{k k_r})}{\sqrt[4]{k k_r}} \quad (3.1.18)$$

Grâce à un développement en série de Taylor on montre que la largeur de la résonance de l'anneau est aussi donnée par:

$$\Delta\phi_C \approx -\ln(k k_r) \quad (3.1.19)$$

Si l'on admet l'approximation $\sin(x) \approx x$ valable pour de petits angles, l'expression de la *Finesse* est alors reliée aux paramètres de la cavité par:

Finesse d'un résonateur en anneau

$$Finesse \approx \frac{\pi \sqrt[4]{k k_r}}{1 - \sqrt{k k_r}} \quad (3.1.20)$$

3.1.2. Analyse des différents paramètres de l'anneau

La fonction de transfert, l'intensité circulante ainsi que la *Finesse* du résonateur ne dépendent principalement que de la fraction transmise par le coupleur k et du coefficient de transmission sur un tour k_r ; les pertes du coupleur γ lors de l'entrée de lumière dans l'anneau étant faibles et n'ayant qu'un effet d'échelle. La fraction de l'intensité transmise par le coupleur k est fixe, mais peut être choisie lors de la conception du coupleur. La transmission sur un tour k_r dépend des pertes de chaque composant constituant le résonateur en anneau et ne peut être mesurée avec précision qu'une fois l'anneau construit. La Figure 3-3 nous aide à comprendre

comment varie la *Finesse* du résonateur (3.1.20) ainsi que le maximum de l'intensité circulante (3.1.13) en fonction des paramètres k et k_r de l'anneau.

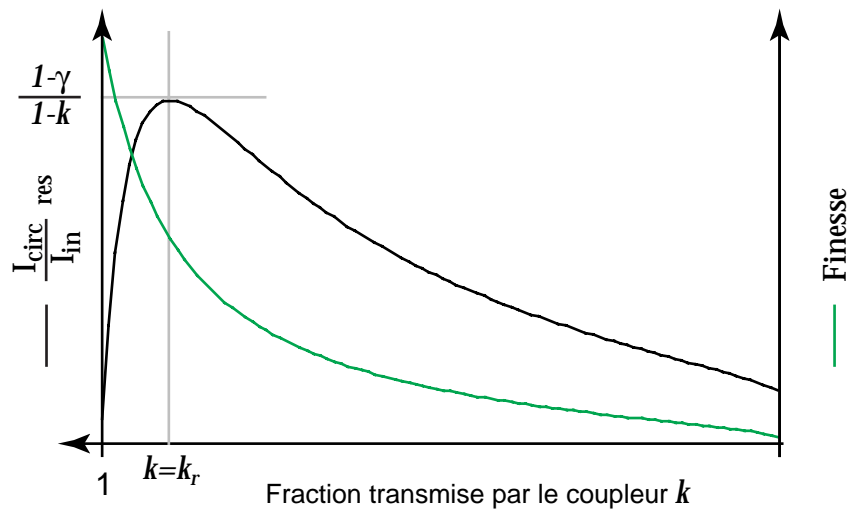


Figure 3-3: Intensité circulante et Finesse d'un anneau

La *Finesse* reflète bien la qualité du résonateur puisque elle est d'autant plus élevée que les pertes totales à l'intérieur du résonateur, y compris les pertes dues au couplage, sont faibles. Puisque l'intensité circulant dans l'anneau à la résonance (3.1.13) dépend à la fois de l'intensité couplée dans le résonateur et des pertes du résonateur, elle passe par un maximum, lorsque $k = k_r$; condition que l'on peut facilement déterminer par dérivation de l'équation (3.1.13). On entrevoit déjà que cette condition, appelée *couplage critique*, devrait représenter un optimum en vue d'atteindre un seuil minimum pour des effets non-linéaires. Les expressions de l'intensité transmise (3.1.9) et de l'intensité circulante (3.1.13) à la résonance, ainsi que celles de la *Finesse* (3.1.20), y sont simplifiées:

Intensité normalisée transmise à la résonance, intensité normalisée circulante à la résonance et Finesse d'un résonateur en anneau sous condition de couplage critique

$$\frac{I_{out\ res}}{I_{in}} = 0 \tag{3.1.21}$$

$$\frac{I_{circ}(0)}{I_{in}}_{res} = \frac{(1 - \gamma)}{(1 - k)} \tag{3.1.22}$$

$$Finesse \approx \frac{\pi \sqrt{k}}{1 - k} \tag{3.1.23}$$

Il est aussi intéressant de noter que, sous cette condition particulière, l'intensité à la sortie de l'anneau à la résonance (3.1.21) est nulle. La totalité de l'énergie lumineuse injectée circule alors dans l'anneau et y est uniquement dissipée par ses pertes.

Cette condition de couplage critique permet aussi de distinguer les deux régimes de fonctionnement d'un anneau. Lorsque $k > k_r$, le résonateur est dit sur-tendu, tandis que $k < k_r$, le résonateur est dit sous-tendu.

3.1.3. La forme Lorentzienne de la résonance

L'équation de l'intensité circulante (3.1.15) peut être réécrite à l'aide de l'approximation $\sin(x) \approx x$, déjà utilisée lors du calcul de la Finesse du résonateur:

Forme Lorentzienne de la résonance d'un résonateur en anneau

$$\frac{I_{\text{circ}}(\beta L)}{I_{\text{in}}} \approx \frac{(1 - \gamma)(1 - k)}{(1 - \sqrt{k k_r})^2 + \sqrt{k k_r} \beta L^2} = \frac{I_{\text{circ}}(0)}{I_{\text{in}}} \text{res} \frac{1}{1 + \left(\frac{2 \beta L}{\Delta \phi_C}\right)^2} \quad (3.1.24)$$

Cette approximation, valable que pour de petits angles, n'est alors souhaitable que pour des résonateurs dont la *Finesse* est élevée. Elle enlève aussi le caractère périodique initial de l'équation. Mais, il en résulte que l'intensité circulant dans l'anneau autour de la condition de résonance correspond à une fonction de type Lorentzienne. Cette propriété n'est pas une surprise, puisqu'elle est propre à tout oscillateur harmonique, tel que les résonances atomiques, les pendules ou les filtres RLC électriques. Le même parallèle pourrait être évoqué concernant la décroissance exponentielle au cours du temps de l'énergie accumulée par le résonateur une fois qu'il est livré à lui-même.

3.2. La caractérisation de cavité en anneau

Il a été établi que toutes les caractéristiques d'un résonateur en anneau ne dépendent que des trois paramètres suivants:

- k : fraction de l'intensité transmise par le coupleur dans le même guide, $(1-k)$ étant le coefficient de couplage en intensité du coupleur.
- k_r : coefficient de transmission en intensité sur un tour dans l'anneau, $(1-k_r)$ étant le coefficient de pertes en intensité sur un tour .
- γ : coefficient de pertes en intensité du coupleur

Il est important de connaître ces paramètres pour pouvoir modéliser un tel résonateur et prédire le comportement du laser Brillouin dans lequel il sera utilisé. Si les coefficients k et γ peuvent être mesurés avant de constituer le résonateur en anneau, il n'en va pas de même pour

le coefficient k_r , car celui-ci dépend des pertes aux jonctions entre fibres et il ne peut être déterminé précisément qu'une fois l'anneau constitué. La méthode classique, décrite ci-dessous, est utilisée pour déterminer les paramètres d'un anneau en mesurant sa fonction de transfert, et pour en déduire précisément le coefficient de transmission sur un tour k_r . Une autre méthode, utilisant un réflectomètre optique (OTDR), a été mise au point et sera décrite par après. La détermination du paramètre k_r y est basée sur l'analyse temporelle de la diffusion Rayleigh lorsqu'une impulsion lumineuse est injectée et circule dans l'anneau.

3.2.1. Caractérisation par la fonction de transfert

La méthode standard de mesure des caractéristiques d'un anneau est décrite par la Figure 3-4.

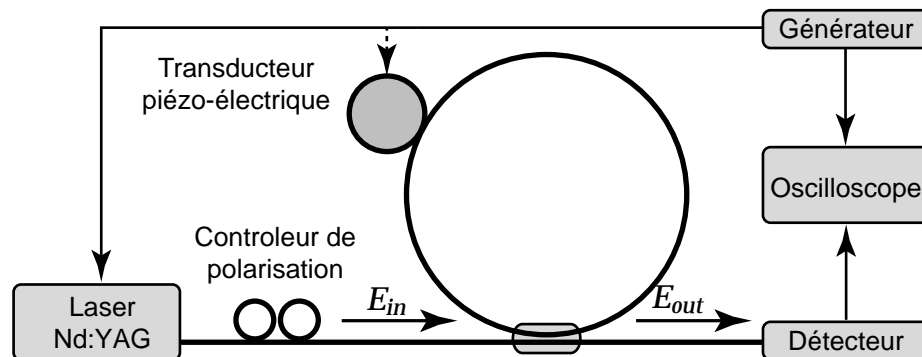


Figure 3-4: Schéma de principe permettant de déterminer les paramètres d'un anneau par mesure de sa fonction de transfert.

Elle consiste à mesurer l'intensité transmise après filtrage par l'anneau en effectuant un balayage de la fréquence d'émission d'un laser. Ce balayage doit se faire linéairement sur plus d'un intervalle spectral libre (*FSR*) de l'anneau pour obtenir la fonction de transfert complète. Si la fréquence d'émission du laser ne peut être changée, le balayage peut s'effectuer en variant légèrement la longueur et/ou l'indice de la fibre de l'anneau, par exemple à l'aide d'un transducteur piézo-électrique. Il faut alors veiller à ce que les pertes, ou toute autre perturbation introduite par le transducteur, soient négligeables. La biréfringence de l'anneau étant généralement non nulle, il est peu probable que la condition de résonance coïncide pour les deux modes propres de polarisation de l'anneau. La polarisation du laser doit alors être ajustée afin de n'exciter qu'un seul de ces modes propres. Pour mesurer correctement la fonction de transfert, le laser doit aussi posséder une largeur de raie négligeable par rapport à la largeur de la résonance. De ce fait, la plupart des lasers semi-conducteurs ne conviennent pas et il faut avoir recours à des lasers plus cohérents, tel un laser Nd:YAG. Il faut enfin prendre garde à injecter une puissance lumineuse inférieure à la puissance de seuil de la diffusion Brillouin stimulée de l'anneau (voir chapitre suivant).

Une fois la mesure de la fonction de transfert (3.1.8) effectuée, trois conditions différentes devraient être nécessaires pour en extraire les trois paramètres de l'anneau: γ , k et k_r . Heureusement, le coefficient γ , ou plus précisément $(1-\gamma)$, ne représente qu'une "mise à l'échelle" du signal. L'intensité transmise est alors calibrée en considérant que la fonction de transfert hors résonance est presque égale à 1. De plus, γ étant généralement très faible, le négliger n'induit qu'une très faible erreur. Notons aussi que ce coefficient γ n'est pas négligé à l'intérieur de l'anneau, puisqu'il est compris dans le coefficient k_r . Les deux variables restantes k et k_r peuvent alors être déduites des informations sur la *Finesse* (3.1.20) et sur l'intensité transmise à la résonance (3.1.9):

Détermination des paramètres d'un résonateur en anneau à l'aide de sa Finesse et de son intensité transmise à la résonance

$$\sqrt{k k_r} = d = \left(\frac{-\pi + \sqrt{\pi^2 + 4 (\text{Finesse})^2}}{2 \text{Finesse}} \right)^2 \quad (3.2.1)$$

$$k, k_r = \left(\frac{\sqrt{\frac{I_{out\ res}}{I_{in}} \frac{1}{1-\gamma}} (1-d) \pm \sqrt{\frac{I_{out\ res}}{I_{in}} \frac{(1-d)^2}{1-\gamma} + 4d}}{2} \right)^2 \quad (3.2.2)$$

Cependant, les deux variables k et k_r ont le même effet sur la fonction de transfert et on ne peut discerner si le résonateur est en régime sur-tendu pour lequel $k > k_r$, ou sous-tendu pour lequel $k < k_r$. Si l'on ne dispose pas d'une mesure préalable de k pour discriminer les deux variables, on peut effectuer une deuxième mesure en introduisant des pertes par courbure sur la fibre. Si l'anneau est sous-tendu, de faibles pertes additionnelles tendent à augmenter l'intensité transmise à la résonance, alors que si l'anneau est sur-tendu, cet intensité transmise tend à diminuer avant d'atteindre la condition de couplage critique.

Si le taux de couplage du coupleur est connu avec précision, il suffit alors de mesurer l'intensité transmise à la résonance (3.1.9) pour connaître k_r . Il n'est alors plus nécessaire de contrôler le balayage en fréquence du laser, mais seulement de chauffer légèrement l'anneau pour le laisser dériver vers la condition de résonance et de mesurer le minimum de l'intensité transmise.

3.2.2. Caractérisation par réflectomètre optique (OTDR)

La méthode de caractérisation classique, décrite en section précédente, est limitée par la cohérence de la source utilisée. La détermination des paramètres d'anneaux de longueur kilométrique est alors virtuellement impossible. De plus, le fait de devoir ajuster la polarisation et d'effectuer un balayage en fréquence de la source ou de la résonance de l'anneau sont autant

de contraintes, certes non limitatives, mais qui peuvent grandement influencer le résultat de la mesure. Au vu de ces inconvénients, une méthode originale a été développée dans le cadre de cette thèse [1].

Sachant que le seul paramètre qui ne peut être mesuré avant la "fermeture" de l'anneau en fibre optique est le coefficient de pertes sur un tour ($1-k_r$), il doit être possible, du moins pour un anneau long, de le mesurer à l'aide d'un réflectomètre optique (OTDR). Cependant l'interprétation de la réponse typique d'un anneau à l'OTDR, comme celle donnée en Figure 3-5, n'est pas immédiate, car l'anneau possède la propriété unique de laisser recirculer l'impulsion optique générée par l'OTDR.

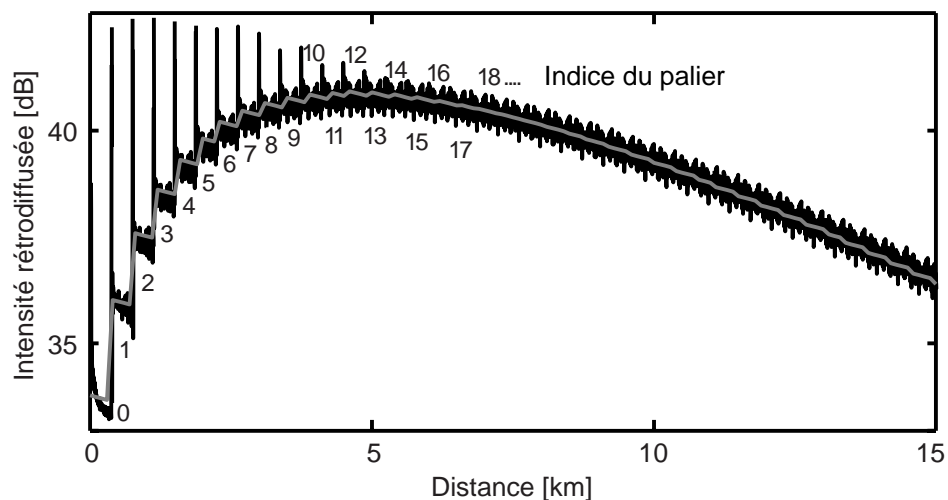


Figure 3-5: Trace OTDR d'un anneau en fibre optique de longueur $L = 765$ m et de taux de couplage $k = 95$ %. La régression de l'équation discontinue (3.2.10) donne un coefficient de pertes sur un tour $k_r = 89.5$ %.

Tout au long du périple de cette impulsion dans l'anneau, une fraction de la lumière est rétrodiffusée dans la fibre par diffusion Rayleigh et recircule aussi en sens inverse dans l'anneau. La recirculation de l'impulsion de l'OTDR combinée avec la recirculation de la lumière rétrodiffusée donne lieu, après un temps de propagation donné, à la superposition de plusieurs contributions de diffusion détectées simultanément par le réflectomètre. Chaque contribution correspond à un nombre défini de tours pour l'impulsion de l'OTDR, à un point de diffusion donné et à un nombre de tours défini pour la lumière rétrodiffusée. La trace de l'OTDR est donc constituée de paliers dont la longueur correspond à un tour dans l'anneau et dont l'intensité résulte de l'addition des différentes contributions au temps de propagation donné. Plus l'indice du palier augmente, plus le nombre de contributions à sommer est grand, mais plus leur intensité diminue. Ceci explique le fait que la trace de l'OTDR commence par augmenter fortement pour atteindre un maximum avant de diminuer de façon monotone. Le développement ci-après aura pour but de montrer que la simple mesure de la position de ce maximum permet de déterminer le coefficient de transmission k_r de l'anneau.

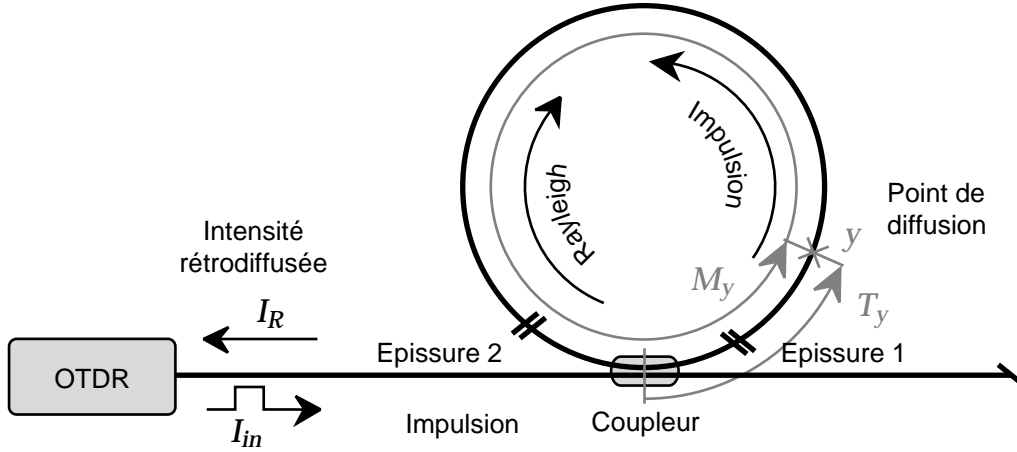


Figure 3-6: Description schématique du système de mesure des paramètres d'un anneau en fibre optique.

La modélisation du signal de mesure délivré par l'OTDR s'appuie sur la description du système de mesure donné en Figure 3-6 et considère que l'intensité rétrodiffusée provient uniquement d'une impulsion optique cohérente diffusée uniformément lors de sa propagation le long de l'anneau. L'expression du champ électrique pour la contribution résultant de l'impulsion de l'OTDR s'étant propagée dans l'anneau sur l tours complets en sens positif, s'étant diffusée au point situé à une distance y du coupleur et ayant effectué m tours complets dans le sens négatif avant d'être détectée par l'OTDR, est donnée par:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{lm}(y) = & E_{00}(y) (k\xi)^{\frac{l+m}{2}} \exp(-\alpha(l+m)L/2) \\ & \times \exp(i\beta(l+m)L) T_y^T M_y^{Tm} M_y^l T_y \hat{e} \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

où $E_{00}(y)$ est l'amplitude du champ électrique pour $l = m = 0$:

$$E_{00}(y) = \sqrt{I_{in}R(y)} (1 - k) \xi \exp(-\alpha y) \exp(i2\beta y) \quad (3.2.4)$$

et où I_{in} est l'intensité initiale de l'impulsion, $R(y)$ la fraction de l'intensité rétrodiffusée par la diffusion Rayleigh, ξ le coefficient de transmission sur un tour de l'anneau excluant les pertes de propagation de la fibre, α le coefficient de pertes linéiques de la fibre, L la longueur de la boucle de l'anneau et β la constante de propagation de l'onde optique. Cette expression suppose que la diffusion Rayleigh agit comme un simple miroir dont la réflexion est distribuée le long de la fibre et ne dépolarise donc pas la lumière. A cette condition, il est possible d'utiliser le formalisme de Jones où \hat{e} est le vecteur de polarisation de la lumière incidente, T_y et T_y^T sont les matrices décrivant le trajet allant du coupleur au point y , et respectivement le trajet retour; et où

M_y et M_y^T sont les matrices pour un tour complet dans l'anneau à partir du point y , dans le sens positif et négatif respectivement:

$$M_y = \begin{bmatrix} \cos\theta_y \exp(i\varphi_y/2) & \sin\theta_y \exp(i\varphi_y/2) \\ -\sin\theta_y \exp(-i\varphi_y/2) & \cos\theta_y \exp(-i\varphi_y/2) \end{bmatrix} \quad (3.2.5)$$

où φ_y et θ_y sont les retards de phase pour un tour complet dus aux biréfringences linéaire et circulaire respectivement. Le coefficient de transmission sur un tour k_r est alors donné par:

$$k_r = \xi \exp(-\alpha L) \quad (3.2.6)$$

Chaque point de la trace de l'OTDR est obtenu en sommant toutes les contributions pour lesquelles la somme des l et m tours correspond au même temps de propagation. Mais une simple sommation incohérente [5] génère de mauvais résultats et ne peut en aucun cas expliquer l'effet gyroscopique observé lorsque l'on tourne l'anneau autour de son axe [6], comme le montre la Figure 3-7. Puisque toutes les contributions ont été générées par la même source au même instant, et qu'elles sont détectées simultanément, elles doivent être additionnées de manière cohérente. Cependant, en raison de la nature stochastique de la diffusion le long de la fibre, seules les contributions ayant été diffusées par les mêmes centres sont cohérentes entre elles [7]. Dans le cas de notre anneau, toutes les contributions correspondant à un temps de propagation donné ne proviennent que de l'un des deux points y ou y' espacés d'un demi-tour comme le décrit la Figure 3-8 pour le palier d'indice 1 correspondant au temps de propagation nécessaire à un peu plus d'un tour dans l'anneau: $L + y$.

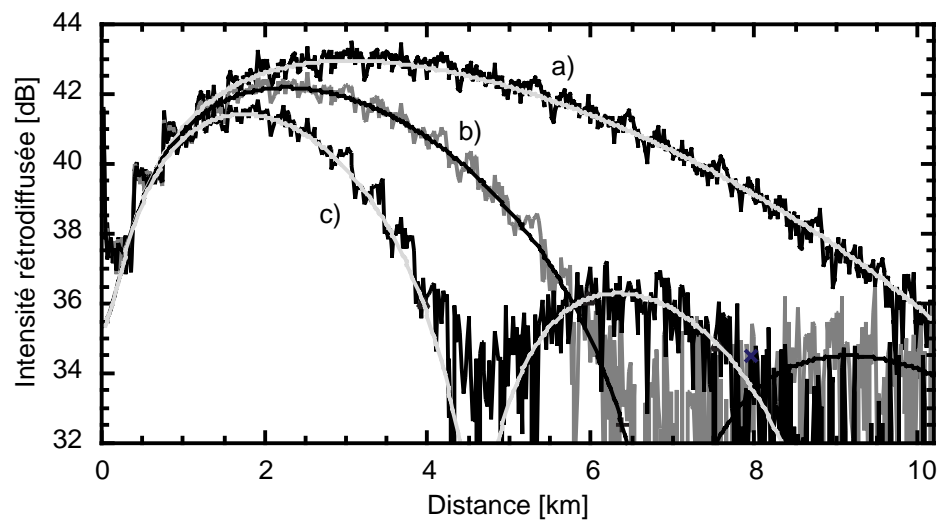


Figure 3-7: Effet gyroscopique observé sur la trace OTDR du même anneau en fibre optique qu'en Figure 3-5 pour des vitesses de rotation de a) 0.1 rad/s, b) 0.2 rad/s et c) 0.3 rad/s.

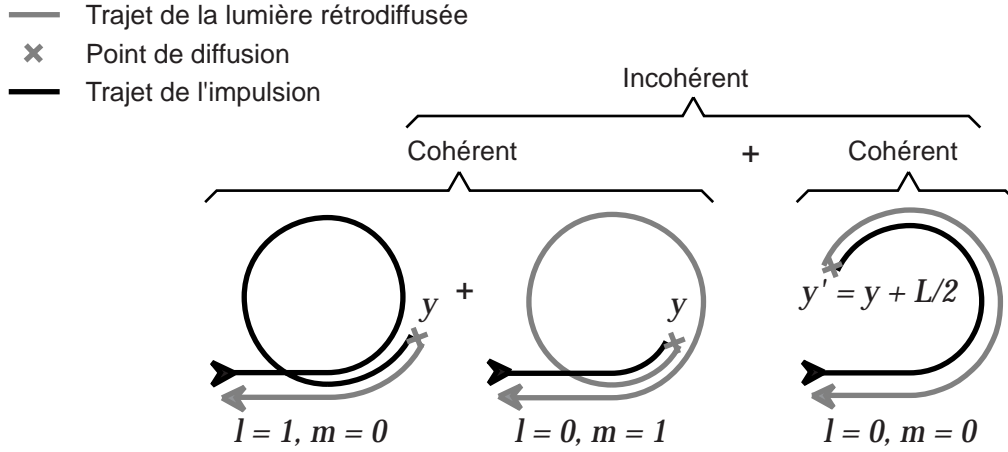


Figure 3-8: Description des différentes contributions de diffusion pour la première palier. Les contributions provenant du même point diffusant sont cohérentes entre elles.

Ces considérations aboutissent à l'expression de l'intensité rétrodiffusée suivante, formée de deux sommes représentant les contributions additionnées de manière cohérente, et additionnées l'une à l'autre de manière incohérente:

$$I_u(y) = I_0(y) (k\xi)^{u-1} \exp(-\alpha u L) \left(k\xi \left| \sum_{p=0}^u (M_y^T)^{u-p} (M_y)^p \hat{e} \right|^2 + \left| \sum_{p=0}^{u-1} (M_{y+L/2}^T)^{u-p-1} (M_{y+L/2})^p \hat{e} \right|^2 \right) \quad (3.2.7)$$

où $I_0(y) = |E_{00}(y)|^2$ est l'intensité du palier d'indice 0, l'entier $u = \text{int}(z/L)$ l'indice du palier et z la distance totale de propagation le long de la fibre. La distance y ($0 < y < L/2$) est reliée aux autres paramètres par : $z = uL + 2y$. Les matrices T_y et T_y^T étant identiques pour chaque contribution d'une même somme cohérente, elle s'annulent.

La propriété d'unimodularité ($\det(M_y) = 1$) permet de démontrer que la polarisation de l'impulsion générée par l'OTDR n'a aucune influence sur l'intensité rétrodiffusée $I_0(y)$, car, après un calcul simple mais fastidieux, on obtient:

$$\left| \sum_{p=0}^u (M_y^T)^{u-p} (M_y)^p \hat{e} \right|^2 = \lambda(\theta_y, \varphi_y, u) \quad (3.2.8)$$

où $\lambda(\varphi_y, \theta_y, u)$ est un scalaire fonction des paramètres de biréfringence φ_y et θ_y , et de l'indice du palier u . En substituant cette expression dans les deux sommes de l'équation (3.2.7), l'intensité rétrodiffusée $I_u(y)$ est indépendante de la polarisation \hat{e} de l'impulsion générée par l'OTDR.

L'analyse de l'effet de la biréfringence de l'anneau sur la trace de l'OTDR doit être faite séparément pour les anneaux courts et les anneaux longs:

- Pour un anneau court, on peut considérer que la biréfringence est indépendante de la longueur d'onde et que la biréfringence circulaire sur un tour de l'anneau génère un retard de phase θ_y bien inférieur à π . Dans ce cas, il est possible de faire l'approximation suivante:

$$\lambda(\theta_y, \varphi_y, u) \cong F(\theta_y, \varphi_y) \lambda(0, 0, u) = F(\theta_y, \varphi_y) (u + 1)^2 \quad (3.2.9)$$

où $F(\varphi_y, \theta_y)$ est un scalaire fonction des paramètres de biréfringence φ_y et θ_y . Pour un même point y , la trace de l'OTDR dépend de la biréfringence de la même manière pour chaque palier, sauf pour le palier d'indice 0 où il n'y a pas d'interférence. Puisque la polarisation varie le long de la boucle, tous les paliers, sauf le palier 0, présentent le même profil d'intensité. Mais la forme globale de la trace n'est pas affectée puisque le rapport d'intensité au point y entre chaque palier dépend uniquement de u et est donc indépendant de la biréfringence.

Dans le cas idéal où la biréfringence est purement linéaire, la trace délivrée par l'OTDR devient complètement indépendante de la biréfringence car $M_y = M_y^T$. Le scalaire fonction des paramètres de biréfringence de l'équation (3.2.9) est réduit à l'unité: $F(\varphi_y, 0) = 1$.

- Pour un anneau long, la moindre variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde engendre une variation non négligeable de la polarisation pour chaque composante du spectre de l'OTDR. Le contraste de l'interférence résultant des différentes contributions de lumière rétrodiffusée est alors moyenné sur la largeur du spectre de l'OTDR. De ce fait, la trace délivrée par l'OTDR devient indépendante de la biréfringence. A ces considérations s'ajoute le fait que la diffusion Rayleigh elle-même a aussi un effet dépolarisant sur la lumière rétrodiffusée. La trace délivrée par l'OTDR ne peut donc qu'en être plus fortement moyennée, adoucissant ainsi les interférences responsables des fluctuations d'intensité sur chaque palier.

Cette analyse montre donc que la biréfringence ne peut influencer que le niveau global de la trace délivrée par l'OTDR et que la forme de celle-ci n'en est pas affectée. L'équation (3.2.7) peut être transformée en un simple modèle en intensité en posant $M_y = 1$ et en ajoutant un terme d'échelle η s'appliquant à tous les paliers sauf au palier d'indice 0:

Modèle discontinu de l'intensité rétrodiffusée par un résonateur en anneau

$$I_u(y) = I_{in} R(y) (1 - k)^2 \eta \xi^2 \exp(-\alpha(Lu + 2y)) (k\xi)^{u-1} (k\xi(u + 1)^2 + u^2) \quad (3.2.10)$$

La régression de ce modèle discontinu sur la trace de l'OTDR donnée en Figure 3-5 montre la bonne correspondance du modèle théorique avec la mesure.

Pour déterminer algébriquement le maximum de cette fonction discontinue, les sommes de l'équation (3.2.7) sont remplacées par les intégrales correspondantes suivant le principe des aires équivalentes. L'équation (3.2.10) est alors transformée en un modèle continu de la trace délivrée par l'OTDR:

$$I(u) = I_{in} R(u) (1 - k)^2 \eta \xi^2 \exp(-\alpha L(u + 1/2)) (k\xi)^{u-1} (k\xi(u + 1)^2 + u^2) \quad (3.2.11)$$

où u est maintenant un paramètre continu:

$$u = \frac{z}{L} - \frac{1}{2} \quad (3.2.12)$$

Ce modèle continu peut facilement être dérivé pour trouver la condition sur la position z_{max} du maximum de l'intensité rétrodiffusée:

Détermination des paramètres de l'anneau grâce au maximum de l'intensité rétrodiffusée mesurée par l'OTDR

$$k k_r = \exp\left(-\frac{2L}{z_{max}}\right) = \exp\left(-\frac{L}{z_{max}^{OTDR}}\right) \quad (3.2.13)$$

Il est à noter que les OTDR sont conçus de manière à donner une information sur la distance et les pertes en sachant que la lumière effectue un trajet aller et retour le long de la fibre mesurée. Cependant, dans le cas des résonateurs en anneau, l'intensité réfléchie est collectée après chaque tour et n'effectue pas ce trajet équivalent à l'aller et au retour. La distance donnée par l'OTDR correspond donc à la moitié de la distance effectivement parcourue par la lumière.

Ainsi, si la fraction de l'intensité transmise par le coupleur k et la longueur de l'anneau L sont connues, le coefficient de transmission sur un tour k_r peut être déterminé par la simple mesure de la position z_{max}^{OTDR} du maximum de la trace délivrée par l'OTDR. Cette méthode peut même s'appliquer à des anneaux plus courts que la résolution spatiale de l'OTDR, où les différents paliers du signal de mesure ne sont plus résolus. La relation exponentielle de l'équation (3.2.13) engendre une grande précision sur k_r , même si la mesure de z_{max}^{OTDR} est relativement imprécise. Car par dérivation de (3.2.13), on montre que:

$$\frac{\Delta k_r}{k_r} = \frac{L}{z_{max}^{OTDR}} \frac{\Delta z_{max}^{OTDR}}{z_{max}^{OTDR}} \quad (3.2.14)$$

En déterminant la valeur de k_r à l'aide de la position du maximum de l'intensité rétrodiffusée z_{max}^{OTDR} , le modèle continu montre en Figure 3-9 son excellent accord sur toute la trace délivrée par l'OTDR.

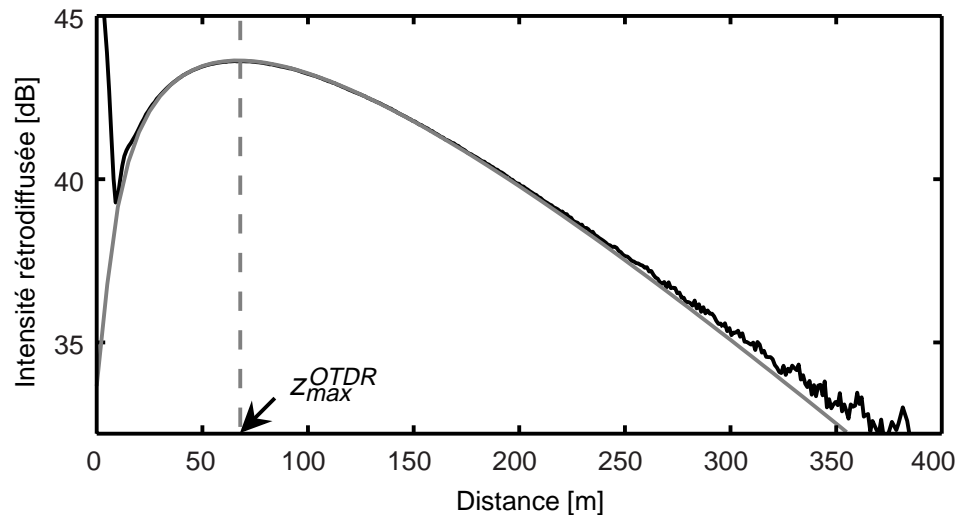


Figure 3-9: Trace OTDR d'un anneau court de $L = 5.56$ m et de taux de couplage de $k = 94.7$ %. En déterminant le coefficient de transmission sur un tour $kr = 97.2$ % grâce à la position du maximum de l'intensité rétrodiffusée z_{\max}^{OTDR} , le modèle continu montre son excellent accord sur toute la trace délivrée par l'OTDR.

Puisque seule la diffusion Rayleigh a été prise en compte dans l'élaboration de ce modèle, il est primordial de prendre garde à ce que l'intensité rétrodiffusée ne provienne pas de réflexions au sein des éléments constituant l'anneau, ni de la réflexion en bout de fibre à la sortie de l'anneau.

Cette méthode par OTDR peut se révéler très prometteuse dans le domaine des capteurs car beaucoup de phénomènes physiques sont mesurés de manière indirecte en déterminant les pertes qu'ils induisent sur une fibre optique; et rappelons que la détermination des pertes y est d'autant plus précise que les pertes totales de l'anneau sont faibles. Comme le montre la Figure 3-7, cette méthode peut aussi être intéressante pour concevoir un capteur gyroscopique optique bas de gamme, mais bon marché et insensible à la polarisation. Enfin, il est possible d'interroger plusieurs de ces capteurs en anneau montés en cascade à l'aide d'un seul OTDR.

3.2.3. Comparaison des deux méthodes

Les résultats de la mesure de k_r sur des anneaux de différentes longueurs par cette méthode OTDR sont comparés dans le Tableau 3.2.1 avec la méthode conventionnelle utilisant la fonction de transfert en cohérence de l'anneau. Les marges d'erreur données sur k_r ont été déterminées en considérant que l'erreur provient uniquement de la mesure du taux de transmission minimum T_{\min} pour la méthode conventionnelle, et provient uniquement de la mesure de la position du maximum de l'intensité rétrodiffusée z_{\max}^{OTDR} pour la méthode par OTDR.

caracteristiques de l'anneau	Mesure en cohérence par la fonction de transfert		Mesure par réflectométrie (OTDR)	
	T_{min} [%]	k_r [%]	Z_{max}^{OTDR} [m]	k_r [%]
$k=94.8\%$ $L=5.56m$	9 ± 1	97.21 ± 0.1	136 ± 1.5	97.19 ± 0.1
$k=90.8\%$ $L=5.56m$	---	---	76.6 ± 1.5	95.19 ± 0.1
$k=96.9\%$ $L=10m$	13 ± 1	98.55 ± 0.05	445 ± 3	98.66 ± 0.04
$k=90.3\%$ $L=10m$	45 ± 1	98.06 ± 0.05	165 ± 2	98.10 ± 0.13
$k=97.1\%$ $L=26.5m$	19 ± 1	92.58 ± 0.15	490 ± 5	92.42 ± 0.1
$k=97.0\%$ $L=26.5m$	---	---	358 ± 2	88.91 ± 0.1
$k=95.0\%$ $L=765m$	impossible	impossible	9440 ± 150	89.5 ± 0.23
$k=90.8\%$ $L=765m$	impossible	impossible	7440 ± 100	89.6 ± 0.25

Tableau 3.2.1: Comparaison des mesures du coefficient k , de transmission sur un tour de l'anneau utilisant la méthode conventionnelle avec celles utilisant la méthode par OTDR.

La méthode classique est limitée par la cohérence de la source laser utilisée et est donc inutilisable pour des anneaux de grande longueur. Inversement, la méthode par OTDR est limitée par la résolution de l'appareil pour localiser le maximum du signal de l'intensité rétrodiffusée, ce qui la rend inapplicable dans le cas de cavités trop courtes ou ayant une faible *Finesse*. Pour les anneaux de longueur moyenne, où les deux techniques sont applicables, les précisions obtenues sont similaires. Les seuls désavantages de la méthode par OTDR résident dans le fait qu'elle n'est applicable qu'à des résonateurs en anneau et qu'il faut au préalable mesurer précisément le taux de couplage du coupleur utilisé. Cependant, la méthode par OTDR est plus simple à mettre en oeuvre puisqu'elle ne demande aucun ajustement de la polarisation, ni contrôle de la longueur d'onde d'émission de la source laser. La seule contrainte consiste à éliminer toute réflexion parasite au sein même et à la sortie de l'anneau.

3.3. L'asservissement d'un laser sur une résonance de la cavité en anneau

Pour obtenir de la diffusion Brillouin stimulée au sein de l'anneau, un système de réglage est nécessaire pour faire coïncider la fréquence de l'onde incidente avec une résonance de l'anneau, car c'est seulement sous cette condition que l'intensité lumineuse circulant dans un anneau est maximale (cf. équation (3.1.13)). L'asservissement peut se faire soit en réglant la

longueur apparente de l'anneau par l'intermédiaire d'un transducteur piézo-électrique, ou soit en réglant directement la fréquence d'émission du laser comme l'indique la Figure 3-10.

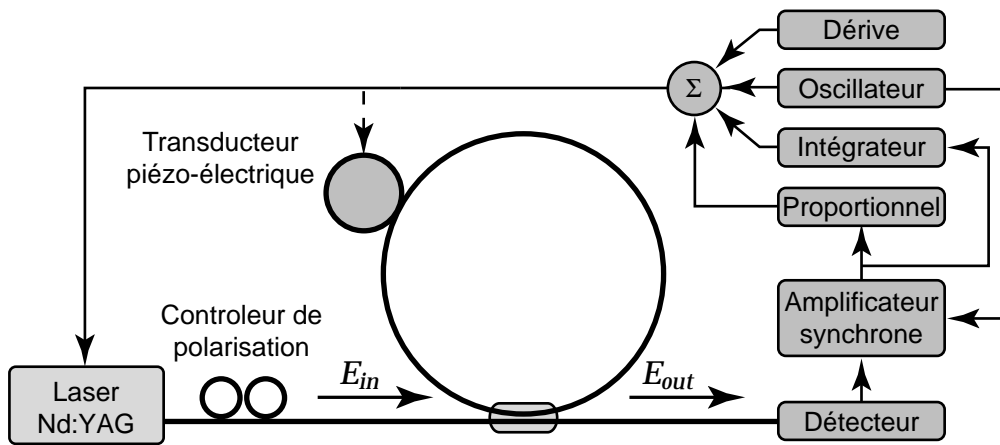


Figure 3-10: Description détaillée de l'asservissement de la fréquence du laser sur une résonance de l'anneau

Le signal d'erreur du régulateur est obtenu par une modulation en fréquence de faible amplitude comme l'illustre la Figure 3-11. Lorsque la fréquence du laser est décentrée par rapport à la résonance de l'anneau, la modulation de fréquence génère une variation à la même fréquence de l'intensité détectée à la sortie de la cavité, dont la phase dépend du signe du décentrage. Si la fréquence du laser coïncide avec la résonance de l'anneau, la modulation de fréquence induit sur l'intensité détectée à la sortie de l'anneau un signal uniquement à la fréquence double. La détection du signal à la fréquence de modulation à l'aide d'un amplificateur synchrone permet d'obtenir un signal d'erreur qui correspond en fait à la dérivée de la fonction de transfert de l'anneau.

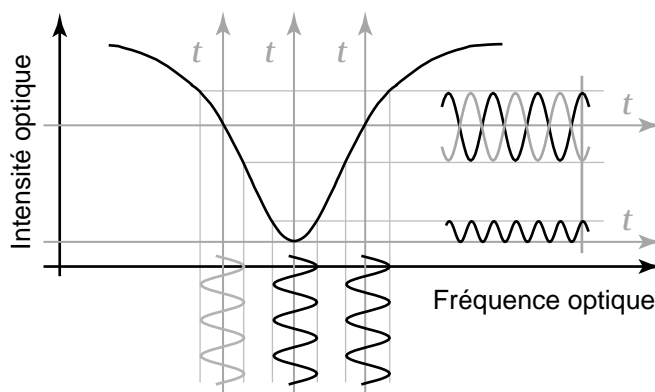


Figure 3-11: La modulation sérodyne permet, en fonction de la position relative en fréquence du laser et de la résonance de l'anneau, de générer le signal d'erreur pour le régulateur

Ce signal d'erreur est ensuite amplifié et intégré pour obtenir le signal de correction à transmettre à l'actuateur piézo-électrique. A basse fréquence ($< f_l$), comme le montre la Figure

3-12, la présence de l'intégrateur au sein de la boucle de réglage impose un gain en boucle fermé élevé afin de bien corriger toute dérive de fréquence. Pour des fréquences plus élevées ($< f_{max}$), le gain en boucle fermée est fixé par le gain g_p de la partie proportionnelle et la fréquence de coupure f_p du filtre de sortie de l'amplificateur synchrone. Finalement, le système de réglage ne peut espérer corriger que des perturbations dont la fréquence est inférieure à la fréquence de modulation f_M .

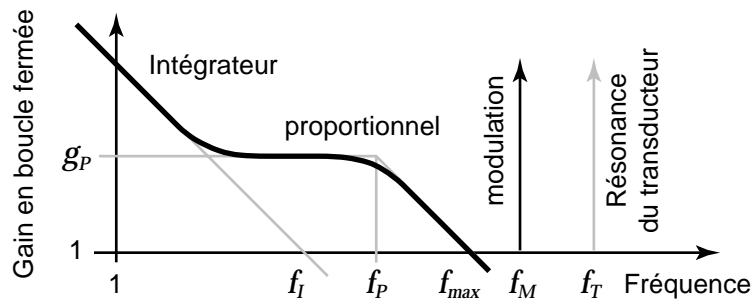


Figure 3-12: Les caractéristiques fréquentielles du gain en boucle fermée sont imposées par les éléments intégrateur et proportionnel du régulateur

Il faut néanmoins aussi prendre garde aux instabilités que peut créer un retard de réglage. Ceux-ci sont généralement dus aux non-linéarités des éléments compris dans la boucle de réglage, comme par exemple lors du changement de phase de π à la fréquence de résonance f_T du transducteur piézo-électrique. Le système devient instable lorsque son gain en boucle fermée dépasse cette fréquence, car, pour une perturbation dont la fréquence dépasse celle de la résonance du transducteur, le régulateur se trouvera en opposition de phase et l'amplifiera au lieu de la corriger.

Références du chapitre 3

- [1] A. Küng, J. Budin, L. Thévenaz et Ph. A. Robert, "Optical fiber ring resonator characterisation using an optical time-domain reflectometer", *Optics Letters*, Vol. 22, No. 2, pp. 90-92, January 15, 1997.
- [2] P. Uquart, "Compound optical-fiber-based resonators", *Journal of the Optical society of America A*, Vol. 5, No. 6, pp. 803-812, June, 1988.
- [3] B. E. A Saleh, M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", ch. 7, pp. 264-269, John Wiley & sons, inc., ISBN 0-471-83965-5, New York, 1991.
- [4] J. M. Vaughan, "The Fabry-Perot interferometer", ch. 3, pp. 89-100, Adam Hilger, ISBN 0-85274-138-3, Bristol, 1989.
- [5] D. J. Ives, R. L. Palmer, B. Walker, "OTDR calibration device based on recirculating optical delay line", *Electronics Letters*, Vol. 27, No. 4, April 1991.
- [6] A. Küng, J. Budin, L. Thévenaz et Ph. A. Robert, "Rayleigh backscattering fiber-optic gyroscope", *Optics Letters*, Vol. 9, No. 7, pp. 973-975, July 1997.
- [7] P. Gysel and R. K. Staubli, "Statistical properties of Rayleigh backscattering in single-mode fibers", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 8, No. 4, pp. 561-567, April 1990.

4. Le laser Brillouin en anneau



Le gain Brillouin créé par une onde de pompe circulant dans un résonateur en anneau permet à une onde Stokes circulant en sens inverse d'atteindre le seuil laser. Si l'intensité de la pompe est augmentée, l'intensité de la première onde Stokes sera suffisante pour générer à son tour par interaction Brillouin, une deuxième onde Stokes. En augmentant encore l'intensité de la pompe, cette onde Stokes du 2^e ordre en produira une du 3^e ordre, et ainsi de suite jusqu'à l'obtention d'une multitude d'ondes Stokes, chacune ayant subi un décalage de fréquence négatif dû à l'interaction Brillouin.

L'expression différentielle du gain Brillouin obtenue au chapitre 1, ajoutée aux expressions liées à la cavité en anneau développées au chapitre précédent, vont permettre de trouver les expressions du seuil et de l'intensité des différentes ondes Stokes générées en fonction de l'intensité de la pompe injectée dans l'anneau. Les critères sur les paramètres du résonateur en anneau permettant d'obtenir un seuil minimum ainsi que les considérations de rendement et de comportement en température seront également abordés.

La deuxième partie de ce chapitre présentera les mesures réalisées sur différents lasers Brillouin en anneau.



La diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique, décrite au chapitre 1, est une interaction entre deux ondes lumineuses et une onde acoustique. Le transfert d'énergie optique

de l'onde dite de pompe vers l'onde dite de Stokes, circulant en sens inverse dans la fibre et dont le décalage en fréquence correspond à la fréquence Brillouin, représente un gain optique pour cette onde Stokes. Si ces ondes circulent dans un anneau, le seuil laser est atteint lorsque le gain Brillouin est suffisant pour compenser les pertes optiques à l'intérieur de la cavité. En augmentant l'intensité de pompe circulant à l'intérieur de l'anneau, l'intensité de cette première onde Stokes augmentera pour, à son tour, créer un gain Brillouin suffisant et obtenir une deuxième émission laser qui, cette fois, circule dans le même sens que l'onde de pompe. En augmentant encore l'intensité de la pompe, cette onde Stokes du 2e ordre sera à son tour suffisante pour en générer une du 3e ordre, et ainsi de suite jusqu'à obtenir une multitude d'ondes Stokes, chacune ayant subi un décalage de fréquence négatif dû à l'interaction Brillouin. La Figure 4-1 schématise le montage expérimental utilisé pour maintenir l'onde de pompe en résonance avec l'anneau pour étudier le spectre des différentes ondes circulant dans le résonateur en anneau décrit en Figure 4-2.

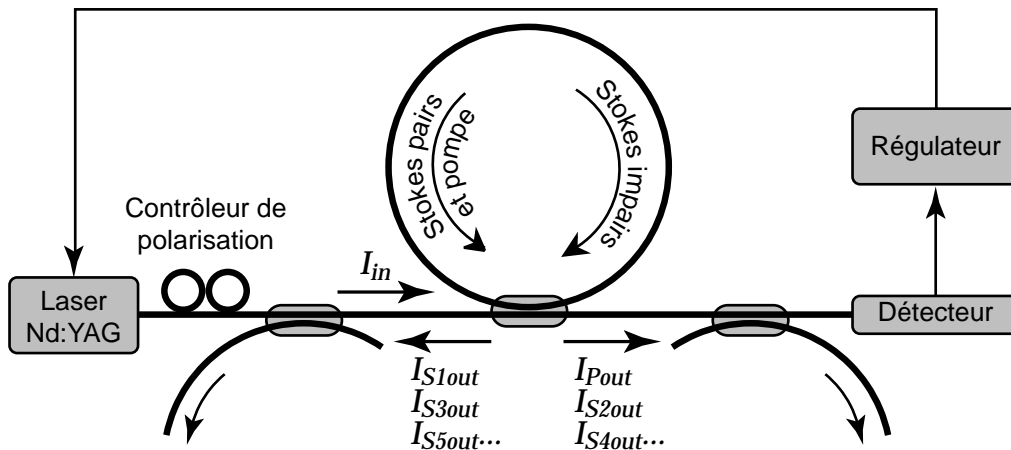


Figure 4-1: Schéma de principe permettant d'observer la génération de multiples ondes Stokes à l'intérieur d'un résonateur en anneau

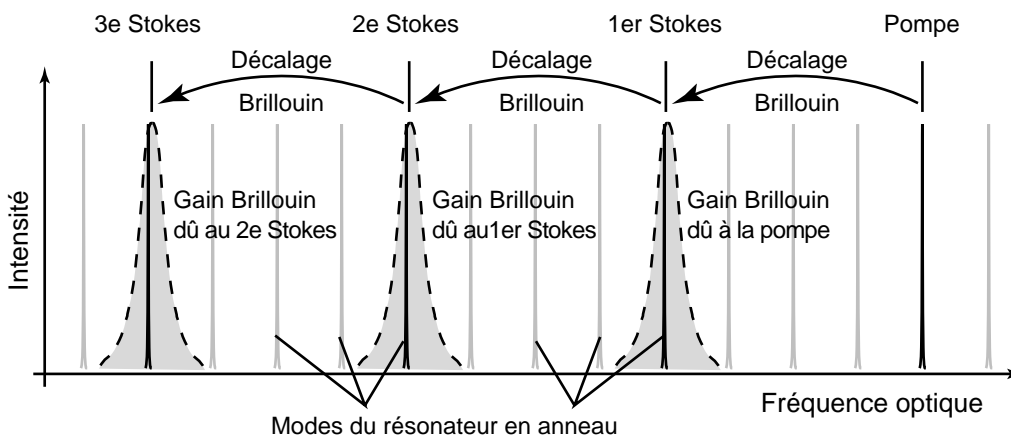


Figure 4-2: Description schématique de la position en fréquence de multiples ondes Stokes générés dans un résonateur en anneau

4.1. Le modèle en intensité

L'interaction Brillouin est régie par le système d'équations (1.2.22) défini au premier chapitre. Lorsque le gain Brillouin est faible, la déplétion de l'intensité de la pompe peut être négligée et son équation différentielle s'intègre alors facilement. L'intensité de la pompe étant connue, elle est introduite dans l'équation de l'onde Stokes qui est à son tour intégrée. Puisque le gain Brillouin est faible, la polarisation des ondes optiques n'est pas affectée et leur intégration se fait séparément. L'expression du gain Brillouin net sur une section de fibre est alors donnée par:

$$G(\nu) = \exp \left(\int_0^L \frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} \eta_p P_p(z) dz \right) \quad (4.1.1)$$

où, rappelons-le, A_{eff} est la surface du mode optique circulant dans la fibre, g_B le coefficient de gain Brillouin spécifique au matériau de la fibre et à son pouvoir guidant sur les phonons, P_p la puissance de l'onde de pompe, et $\eta_p = |\mathbf{e}_p \cdot \mathbf{e}_s|^2$ le carré du produit scalaire des champs normalisés de l'onde de pompe et de l'onde Stokes qui traduit la dépendance du gain en fonction de la polarisation. L'expression de ce gain Brillouin, ainsi que les expressions liées à la cavité en anneau développées au chapitre précédent, vont permettre de mettre en équation les intensités des différentes ondes Stokes générées par une pompe d'intensité donnée injectée dans l'anneau.

Ce chapitre s'attachera à développer un modèle dépendant uniquement de l'intensité des ondes circulant dans un résonateur en anneau et dont la description schématique a été donnée en Figure 4-1. Pour ce faire, les hypothèses suivantes seront admises:

- Si deux ondes interagissent par effet Brillouin, elles sont considérées comme suffisamment cohérentes pour que leur relation de phase soit respectée sur toute la longueur de l'anneau.
- Grâce à un système de réglage, la fréquence et la polarisation de la pompe sont verrouillées sur une des résonances de l'anneau. Donc la fréquence et la polarisation de toutes les ondes considérées satisfont à la condition de résonance imposée par un des modes propres de polarisation de l'anneau.
- Le gain Brillouin sur un tour dans l'anneau est identique pour toute onde le subissant: la position en fréquence de chaque onde sous la courbe de gain Brillouin (cf. Figure 4-2), ainsi que l'influence de leur polarisation sur l'interaction Brillouin, qui sera traitée en détail au chapitre suivant, sont donc considérées comme identiques sur un tour dans l'anneau.

4.1.1. Le seuil d'un laser Brillouin en anneau

Compte tenu de toutes les hypothèses faites précédemment, le gain Brillouin net sur un tour de l'anneau se réduit à l'expression suivante:

$$G = \exp(\bar{g}_B L \bar{I}_p) \quad (4.1.2)$$

où L est la longueur de la fibre constituant l'anneau, $\bar{I}_p = \frac{1}{L} \int_0^L I_p dz$ est l'intensité moyenne de l'onde de pompe se propageant dans l'anneau, et $\bar{g}_B = \bar{\eta}_{Pj} g_B(\nu) = g_B(\nu) \frac{1}{L} \int_0^L |\mathbf{e}_P(z) \cdot \mathbf{e}_{Sj}(z)|^2 dz$ est le gain Brillouin linéique moyen de la fibre utilisée, englobant l'influence de la polarisation respective entre l'onde de pompe et de Stokes ainsi que l'influence de la position en fréquence sous la courbe de gain Brillouin de l'onde de Stokes. Une onde Stokes se propageant en sens inverse à l'intérieur du résonateur et subissant ce gain Brillouin atteint le seuil de l'oscillation laser lorsque ce gain compense exactement ses pertes optiques sur un tour de l'anneau. L'égalité entre pertes et gain pour l'onde Stokes donne:

$$\exp(\bar{g}_B L \bar{I}_p) k k_r = 1 \quad (4.1.3)$$

L'intensité de pompe circulante moyenne \bar{I}_p a alors atteint la valeur de l'intensité critique I_c définie par:

Intensité critique circulant dans le résonateur en anneau nécessaire pour atteindre le seuil laser d'une onde Stokes circulant en sens inverse

$$I_c = - \frac{\ln(k k_r)}{\bar{g}_B L} \quad (4.1.4)$$

Puisque l'atténuation sur un tour de l'anneau n'est que de quelques pourcents pour un résonateur ayant une bonne *finesse*, l'intensité moyenne circulant dans l'anneau peut être approximée par l'intensité entrant dans la boucle après le coupleur: $\bar{I}_p \approx I_p(0)$ L'expression (3.1.13), qui donne l'intensité $I_{circ}(0)$ circulant à l'intérieur de l'anneau sous condition de résonance, permet de calculer l'intensité de pompe incidente à l'anneau pour atteindre l'intensité circulante critique, donc le seuil laser:

Intensité de pompe incidente au résonateur en anneau nécessaire pour atteindre le seuil de l'émission laser de la première onde Stokes

$$I_{thSI} = I_c \frac{(1 - \sqrt{k k_r})^2}{(1 - \gamma)(1 - k)} = - \frac{\ln(k k_r)}{\bar{g}_B L} \frac{(1 - \sqrt{k k_r})^2}{(1 - \gamma)(1 - k)} \quad (4.1.5)$$

4.1.2. Les conditions pour un seuil Brillouin minimum

L'équation (4.1.5) montre que l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre le seuil Brillouin est inversement proportionnelle à la longueur L de l'anneau et au gain Brillouin linéique moyen de la fibre \bar{g}_B . Pour minimiser cette valeur, l'anneau doit donc être constitué d'une fibre longue et présentant un fort gain. Cependant, le type de fibre et sa longueur influencent aussi directement le paramètre de transmission sur un tour de la cavité k_r . Ces deux aspects seront discutés dans les sections consacrées aux anneaux pompés par un laser semi-conducteur et aux anneaux longs. Mais pour un anneau utilisant une fibre de type donné de longueur L fixe, il est intéressant de connaître la condition liant les deux paramètres de l'anneau k et k_r pour obtenir un seuil minimal. La dérivation de l'équation du seuil Brillouin (4.1.5) est donnée par:

$$\frac{\partial I_{thS1}}{\partial k} = \frac{1 - \sqrt{k k_r}}{\bar{g}_B L (1 - \gamma) (1 - k)^2 k \sqrt{k k_r}} \times \underbrace{\left[(1 - \sqrt{k k_r}) \sqrt{k k_r} (1 - k) - \ln(k k_r) k k_r (1 - k) + \ln(k k_r) (1 - \sqrt{k k_r}) k \sqrt{k k_r} \right]}_{= 0 \text{ pour } \frac{\partial I_{thS1}}{\partial k} = 0} \quad (4.1.6)$$

La dérivée s'annule si son deuxième terme est égal à zéro, le premier terme ne pouvant être nul car $k k_r$ ne peut être égal à 1. Cette condition est satisfaite lorsque:

$$\frac{(1 - \sqrt{k k_r})(1 - k)}{\sqrt{k k_r} - k} = \ln(k k_r) \quad (4.1.7)$$

Au premier ordre, $\ln(k k_r) \approx (k k_r) - 1$ pour un anneau de bonne finesse. Pour que le seuil Brillouin soit minimal, l'anneau doit être sur-tendu et satisfaire la condition suivante :

Condition sur les paramètres du résonateur en anneau pour obtenir un seuil Brillouin minimum

$$k \approx \sqrt{k_r} \quad (4.1.8)$$

Le raisonnement présenté au chapitre précédent consistait à noter que, sous condition de couplage critique, toute l'énergie disponible est contrainte de circuler dans l'anneau. Cependant, l'expression (4.1.5) montre que l'intensité de seuil incidente ne dépend pas uniquement de l'intensité circulante, mais aussi des pertes de la cavité. Pour atteindre un seuil minimum, il faut donc mieux adapter k pour "perdre" un peu d'intensité circulante au profit d'une cavité ayant moins de pertes. Il est intéressant de noter que la condition de couplage critique constitue une bonne approximation de la condition de seuil minimum, puisque le seuil laser n'y est que d'environ 18% plus élevé que le seuil minimal.

4.1.3. L'intensité de l'onde Stokes

Comme pour tout système en régime laser, l'intensité circulant dans la cavité doit toujours satisfaire à l'égalité entre pertes et gain. L'équation (4.1.3) pour l'onde Stokes reste donc valable au dessus du seuil Brillouin. L'intensité de pompe moyenne \bar{I}_p est ainsi maintenue au niveau de saturation I_C à l'intérieur de l'anneau en raison du transfert d'énergie de la pompe à l'onde Stokes. Tout se passe donc comme si la pompe subissait une perte linéique $-\bar{g}_B L \bar{I}_{S1}$ supplémentaire à l'intérieur de l'anneau due à ce transfert d'énergie. On peut ainsi définir le coefficient de transmission sur un tour k_r' vu par la pompe au dessus du seuil Brillouin par:

$$k_r' = k_r \exp(-\bar{g}_B L \bar{I}_{S1}) \quad (4.1.9)$$

Puisque cette perte supplémentaire est du même ordre de grandeur que k_r , on peut aisément considérer que l'approximation $\bar{I}_p \approx I_p(0)$ ainsi que les équations élaborées au chapitre précédent restent valable pour un résonateur en anneau au dessus du seuil Brillouin pour autant que le coefficient de transmission k_r soit remplacé par le coefficient k_r' . L'équation (3.1.13) est adaptée pour trouver l'intensité de pompe circulant à l'intérieur d'un résonateur ayant un coefficient de perte apparent k_r' :

$$I_{in} \frac{(1-\gamma)(1-k)}{(1-\sqrt{k k_r' \exp(-\bar{g}_B L \bar{I}_{S1})})^2} = \bar{I}_p = I_C \quad (4.1.10)$$

Le fait que cette perte apparente augmentent avec \bar{I}_{S1} , différentie le comportement du laser Brillouin en anneau de celui des autres lasers. L'augmentation de l'intensité de la première onde Stokes n'est pas proportionnelle à l'augmentation de l'intensité de pompe à l'entrée de l'anneau, mais obéit à une progression suivant la racine de l'intensité de la pompe à l'entrée de l'anneau:

$$\sqrt{\frac{I_{in}}{I_{thS1}}} = \frac{1 - \sqrt{k k_r' \exp(-\bar{g}_B L \bar{I}_{S1})}}{1 - \sqrt{k k_r}} \quad (4.1.11)$$

Par approximation du premier ordre, on trouve:

Au dessus du seuil laser, l'intensité de la première onde Stokes croît en fonction de la racine de l'intensité de la pompe

$$\frac{\bar{I}_{S1}}{I_C} \approx \sqrt{\frac{I_{in}}{I_{thS1}}} - 1 \quad (4.1.12)$$

4.1.4. Le seuil de l'onde Stokes du deuxième ordre

Lorsque l'intensité de l'onde Stokes du premier ordre circulant à l'intérieur de l'anneau atteint l'intensité critique I_C , elle permet à une onde Stokes du deuxième ordre d'avoir un gain suffisant pour atteindre le seuil laser. Cette onde Stokes du deuxième ordre circulant à l'intérieur de l'anneau doit, tout comme l'onde Stokes du premier ordre, satisfaire au critère de l'égalité entre pertes et gain sur un tour de l'anneau.

Pour l'onde Stokes du 2ème ordre, cette condition s'énonce:

$$\exp [(\bar{I}_{S1}) \bar{g}_B L] k k_r = 1 \quad (4.1.13)$$

où $\bar{I}_{S1} = I_C$, car l'intensité moyenne de l'onde Stokes du premier ordre circulant dans l'anneau a atteint l'intensité critique nécessaire à la génération de l'onde Stokes du deuxième ordre.

Pour l'onde Stokes du 1er ordre, l'égalité entre perte et gain donne:

$$\exp [(\bar{I}_P - \bar{I}_{S2}) \bar{g}_B L] k k_r = 1 \quad (4.1.14)$$

et où $\bar{I}_P = I_C$, car l'intensité moyenne de pompe circulant dans l'anneau est saturée au niveau de l'intensité critique; et $\bar{I}_{S2} = 0$ est l'intensité de l'onde Stokes du deuxième ordre à son seuil laser et étant donc encore nulle.

De l'extérieur de l'anneau, la pompe "voit" un résonateur ayant une perte k_r' , donnée par (4.1.9), pour laquelle $\bar{I}_{S1} = I_C$:

$$k_r' = k_r \exp (-\bar{g}_B L \bar{I}_{S1}) = k k_r^2 \quad (4.1.15)$$

Grâce à l'expression de l'intensité circulant dans l'anneau à la résonance (3.1.13), l'intensité de pompe incidente à l'anneau, correspondant au seuil de l'émission laser du deuxième ordre Stokes est donnée par:

Intensité de pompe incidente au résonateur en anneau nécessaire pour atteindre le seuil de l'émission laser de l'onde Stokes du deuxième ordre

$$I_{thS2} = I_C \frac{(1 - \sqrt{k k_r'})^2}{(1 - \gamma)(1 - k)} = -\frac{\ln(k k_r)}{\bar{g}_B L} \frac{(1 - k k_r)^2}{(1 - \gamma)(1 - k)} = I_{thS1} (1 + \sqrt{k k_r'})^2 \approx 4 I_{thS1} \quad (4.1.16)$$

Il est intéressant de noter que le seuil du deuxième Stokes est toujours environ quatre fois plus élevé que le seuil du premier Stokes.

4.1.5. Conditions pour un seuil minimal du 2e Stokes

Comme pour le seuil de la première onde Stokes, il est intéressant de connaître la condition liant les deux paramètres k et k_r pour obtenir un seuil minimal de la deuxième onde Stokes en considérant un anneau utilisant une fibre donnée de longueur L fixe. La dérivation de l'équation du seuil Brillouin (4.1.16) donne:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{thS2}}{\partial k} &= \frac{1 - k k_r}{g_B L (1 - \gamma) (1 - k)^2 k} \\ &\times \underbrace{[(1 - k k_r)(1 - k) - \ln(k k_r) k k_r (1 - k) + \ln(k k_r)(1 - k k_r)k]}_{= 0 \text{ pour } \frac{\partial I_{thS2}}{\partial k} = 0} \end{aligned} \quad (4.1.17)$$

La dérivée ne peut être nulle que lorsque son deuxième terme est égal à zéro. Cette condition est satisfaite lorsque:

$$\frac{(1 - k k_r)(1 - k)}{2 k k_r - k(1 + k k_r)} = \ln(k k_r) \quad (4.1.18)$$

Par l'approximation du premier ordre valable pour des résonateurs de bonne finesse: $\ln(k k_r) \approx (k k_r) - 1$, l'expression (4.1.18) se simplifie. Pour que le seuil du 2e Stokes soit minimal, l'anneau doit être sur-tendu et satisfaire à la condition suivante :

Condition sur les paramètres du résonateur en anneau pour obtenir un seuil minimal de la deuxième onde Stokes

$$k \approx \sqrt{k_r} \quad (4.1.19)$$

En première approximation, la condition liant k et k_r pour obtenir le seuil minimal de l'onde Stokes du deuxième ordre est donc identique à celle nécessaire pour obtenir le seuil minimal de la première onde Stokes.

4.1.6. Génération de multiples ondes Stokes

La détermination des intensités circulant dans un résonateur en anneau peut être généralisée au cas où il existe N ordres Stokes. Cette section reprend pour l'essentiel le développement proposé par K. Toyama & al. [1].

Chaque onde Stokes ayant atteint le seuil laser doit satisfaire au critère de l'égalité entre pertes et gain sur un tour de l'anneau. Puisque chaque ordre Stokes, sauf le premier et le

dernier, est généré par le précédent et sert de pompe au suivant, on obtient N équations r curren tes:

$$\begin{aligned}
 \text{1er Stokes} & \quad \exp [(\bar{I}_P - \bar{I}_{S2}) \bar{g}_B L] k k_r = 1 \\
 \text{2e Stokes} & \quad \exp [(\bar{I}_{S1} - \bar{I}_{S3}) \bar{g}_B L] k k_r = 1 \\
 & \quad \vdots \\
 \text{n Stokes} & \quad \exp [(\bar{I}_{S(n-1)} - \bar{I}_{S(n+1)}) \bar{g}_B L] k k_r = 1 \\
 & \quad \vdots \\
 \text{(N-1) Stokes} & \quad \exp [(\bar{I}_{S(N-2)} - \bar{I}_{S(N)}) \bar{g}_B L] k k_r = 1 \\
 \text{N Stokes} & \quad \exp [(\bar{I}_{S(N-1)}) \bar{g}_B L] k k_r = 1
 \end{aligned} \tag{4.1.20}$$

En introduisant l'intensité critique I_C dans les N équations on trouve:

$$\begin{aligned}
 \text{1er Stokes} & \quad \bar{I}_P - \bar{I}_{S2} = I_C \\
 \text{2e Stokes} & \quad \bar{I}_{S1} - \bar{I}_{S3} = I_C \\
 & \quad \vdots \\
 \text{n Stokes} & \quad \bar{I}_{S(n-1)} - \bar{I}_{S(n+1)} = I_C \\
 & \quad \vdots \\
 \text{(N-1) Stokes} & \quad \bar{I}_{S(N-2)} - \bar{I}_{S(N)} = I_C \\
 \text{N Stokes} & \quad \bar{I}_{S(N-1)} = I_C
 \end{aligned} \tag{4.1.21}$$

La relation de récurrence sépare les N équations en deux groupes: le premier relie entre elles les intensités des ondes Stokes d'indice pair, comme le décrit graphiquement les flèches du haut de la Figure 4-3; et le deuxième groupe, représenté par les flèches du bas de la Figure 4-3 relie les intensités des ondes Stokes d'indice impair.

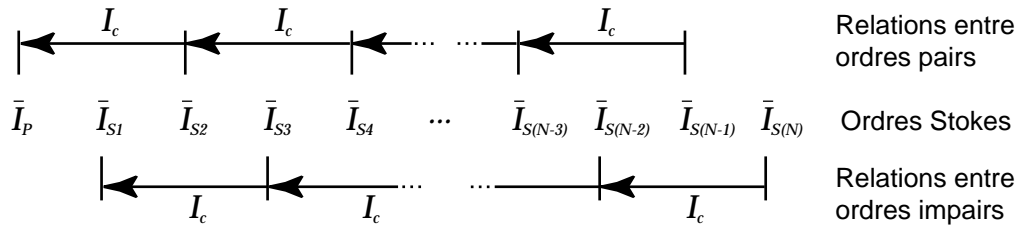


Figure 4-3: Représentation graphique des relations r curren tes entre les intensités des différents ordres Stokes circulant dans le résonateur en anneau (cas où N est impair).

I_C étant un paramètre fixe pour un anneau donné, la connaissance de \bar{I}_P et \bar{I}_{S1} suffit à déterminer les intensités de tous les ordres Stokes supérieurs. Cependant, la solution diffère selon la parité de N :

- si N est impair, l'intensité de l'avant dernier Stokes $\bar{I}_{S(N-1)}$, d'indice pair, sature à la valeur critique I_C . L'intensité de pompe circulant à l'intérieur de l'anneau \bar{I}_P est alors saturée à $n I_C$ où $n = (N-1)/2$ est un entier; déterminant ainsi toutes les intensités des ordres Stokes d'indice pair. Grâce à l'équation (4.1.10) reliant l'intensité de pompe

incidente I_{in} à l'intensité circulant dans l'anneau \bar{I}_P , on peut déterminer \bar{I}_{S1} et de façon récursive tous les ordres Stokes d'indice impair:

$$I_{in} \frac{(1 - \gamma)(1 - k)}{(1 - \sqrt{k k_r \exp(-\bar{g}_B L \bar{I}_{S1})})^2} = \bar{I}_P = \frac{(N - 1)}{2} I_C \quad (4.1.22)$$

- si N est pair, c'est l'intensité de l'avant dernier Stokes $\bar{I}_{S(N-1)}$, d'indice impair, qui sature à la valeur critique I_C . L'intensité du premier ordre Stokes circulant à l'intérieur de l'anneau \bar{I}_{S1} est saturé à $m I_C$ où $m = N/2$ est un entier; déterminant ainsi toutes les intensités des ordres Stokes d'indice impair. Grâce à la même équation (4.1.10), on peut déterminer \bar{I}_P et de façon récursive tous les ordres Stokes d'indice pair:

$$I_{in} \frac{(1 - \gamma)(1 - k)}{(1 - \sqrt{k k_r \exp(-\bar{g}_B L \frac{N}{2} I_C)})^2} = \bar{I}_P \quad (4.1.23)$$

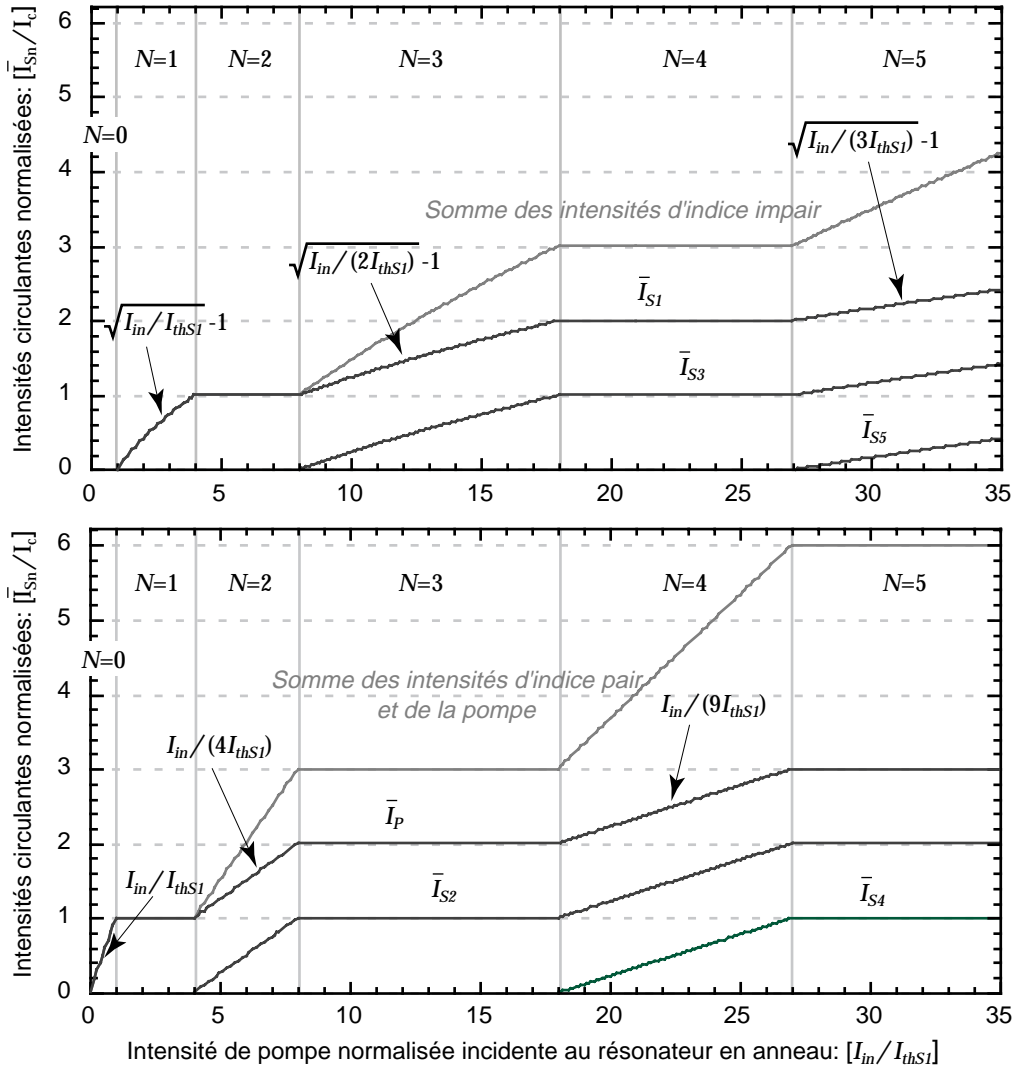


Figure 4-4: Intensités des différents ordres Stokes circulant dans le résonateur en anneau. Les ordres pairs et impairs sont représentés séparément car ils circulent en sens opposé

Les intensités de tous les ordres Stokes peuvent alors être représentées en fonction de l'intensité de la pompe incidente à l'anneau. Les ordres d'indice pair et ceux d'indice impair ont été tracés séparément en Figure 4-4 pour bien indiquer qu'ils ne se propagent pas dans le même sens dans l'anneau. Les intensités circulant dans l'anneau ont été normalisées par rapport à l'intensité critique I_C , tandis que l'intensité de pompe incidente à l'anneau a été normalisée par rapport à l'intensité nécessaire pour atteindre le seuil du premier ordre Stokes. Finalement, l'approximation $kk_r \approx 1$, valable pour des résonateurs ayant une bonne finesse, a été utilisée. Cette dernière approximation se traduit par des rapports entiers entre les seuils des différents ordres Stokes:

Rapport entre les intensités de seuil des différents ordres Stokes émis par un laser Brillouin en anneau

si N est impair: $I_{thSN} = I_{thS1} \left(\frac{N}{2} + \frac{1}{2} \right)^3$ (4.1.24)

si N est pair: $I_{thSN} = I_{thS1} \frac{N}{2} \left(\frac{N}{2} + 1 \right)^2$ (4.1.25)

Ceci permet de définir aisément N fenêtres Brillouin entre I_{thS1} , $4 I_{thS1}$, $8 I_{thS1}$, $18 I_{thS1}$, $27 I_{thS1}$, $48 I_{thS1}$, $64 I_{thS1}$, et ainsi de suite. On retrouve bien le fait que le seuil du 2e Stokes est environ égal à 4 fois celui du premier Stokes. L'approximation génère aussi des expressions simples pour chaque intensité circulant dans l'anneau. Notons que l'augmentation non-linéaire de l'intensité du premier ordre Stokes démontrée au paragraphe 4.1.3 s'applique à tous les ordres impairs, tandis que les ordres Stokes pairs présentent une augmentation linéaire.

4.1.7. Le rendement du laser Brillouin

Le calcul du rendement d'un laser Brillouin en anneau sera ici limité au cas où le rendement uniquement sur la première onde Stokes est le plus élevé. C'est-à-dire à la fin de la première fenêtre Brillouin lorsque seul le premier ordre Stokes est généré, juste au seuil laser du Stokes du deuxième ordre. L'intensité de l'onde Stokes du premier ordre circulant dans l'anneau sature à la valeur de l'intensité critique I_C . L'intensité du premier Stokes accessible à la sortie de l'anneau est alors donnée par:

$$I_{S1out} = I_C (1 - \gamma) (1 - k) = - \frac{\ln(k k_r)}{\bar{g}_B L} (1 - \gamma) (1 - k) \tag{4.1.26}$$

L'intensité de pompe incidente à l'anneau nécessaire pour atteindre le seuil de l'onde Stokes du deuxième ordre étant donnée par (4.1.16), le rendement du laser Brillouin est donné par:

Rendement maximum d'un laser Brillouin dans la première fenêtre Brillouin

$$\eta = \frac{I_{Stout}}{I_{thS2}} = \left[\frac{(1 - \gamma)(1 - k)}{(1 - k k_r)} \right]^2 \quad (4.1.27)$$

Sous la condition de seuil Brillouin minimum $k = \sqrt{k_r}$, le rendement n'est pas très élevé car la part de l'intensité de l'onde Stokes transmise à l'extérieur de l'anneau par le coupleur est faible. Dans ce cas, le rendement vaut :

$$\eta = \left[\frac{(1 - \gamma)}{(k^2 + k + 1)} \right]^2 \approx 11\% \quad (4.1.28)$$

Sous condition de couplage critique, où $k = k_r$, le rendement s'améliore:

$$\eta = \left[\frac{(1 - \gamma)}{(1 + k)} \right]^2 \approx 25\% \quad (4.1.29)$$

Ce rendement de 25% est souvent ancré dans les esprits car les anneaux sont généralement conçus pour obtenir la condition de couplage critique. Sous cette condition en effet, la transmission de l'anneau à la résonance est nulle, ce qui génère un maximum de contraste pour le signal d'erreur nécessaire au système de régulation pour accorder le laser de pompe à une résonance de l'anneau.

Cependant des rendements élevés, de 50% et même plus, sont tout à fait possibles [2] lorsque l'anneau est en régime sous-tendu. Un des prototypes présentés dans la prochaine partie de ce chapitre le démontre, mais la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil du Stokes du deuxième ordre est alors bien supérieure à la valeur minimale lorsque $k = \sqrt{k_r}$.

4.1.8. Comportement en température d'un laser Brillouin

La sensibilité de la fibre optique à la température est notoire et bien quantifiée. La variation du temps de vol à travers une section de fibre est en partie due à sa dilatation, pour 0,8 ppm/K, mais elle résulte essentiellement de l'augmentation de son indice de réfraction, de l'ordre de 10 ppm/K [3]-[4], cette valeur pouvant varier selon la nature de l'enrobage de la fibre. L'augmentation de la longueur apparente de l'anneau et donc la diminution de la fréquence de la lumière émise par cet anneau, se font dans les mêmes proportions, soit à peu près - 2.2 GHz/K (0.015 nm/K). La fréquence de l'onde de pompe devant toujours être maintenue en résonance avec l'anneau, un système de réglage performant doit être prévu pour suivre la

dérive de cette dernière sur la plage de température voulue. L'asservissement de la pompe entraîne avec elle la courbe de gain Brillouin et l'émission Stokes qui dérivent alors aussi de environ -2.2 GHz/K. Il est intéressant de noter que cette variation de fréquence est de même signe, mais 5 à 7 fois plus faible que pour un laser semi-conducteur standard de type DFB.

L'émission laser prenant place dans le mode de l'anneau jouissant du plus fort gain Brillouin, la différence de fréquence entre l'onde Stokes et l'onde de pompe est aussi affectée par la température à raison de 10 ppm/K. La fréquence de l'onde Stokes varie donc d'environ $+128$ kHz/K par rapport à la fréquence de la pompe. Puisque les ondes acoustiques responsables du gain Brillouin se propagent plus rapidement lorsque la température s'accroît, le décalage Brillouin augmente de 106 ppm/K, et ce indépendamment de la fibre utilisée (cf. chapitre 1). La courbe de gain Brillouin s'éloigne donc de -1.35 MHz/K par rapport à la pompe, soit dans le sens opposé à la résonance siège de l'émission laser, comme le décrit la Figure 4-5.

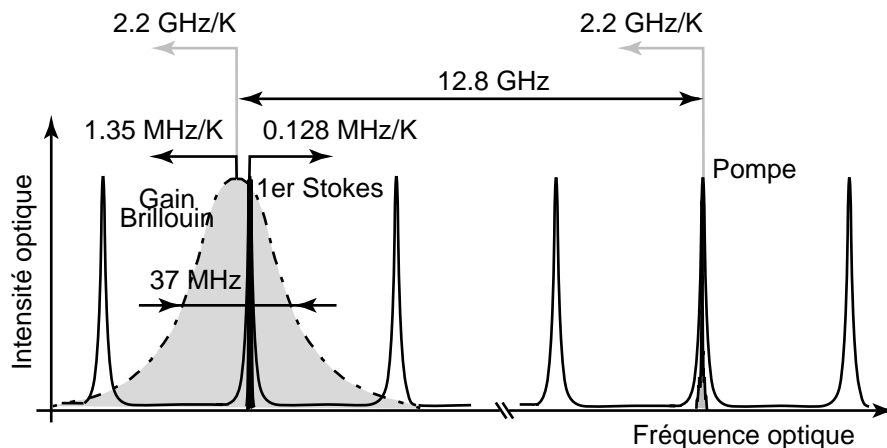


Figure 4-5: Déplacement en fréquence du gain Brillouin et des modes de la cavité en fonction de la température. Les valeurs indiquées sont applicables à un anneau en fibre standard à la longueur d'onde de 1319 nm.

L'émission laser présente donc inévitablement des sauts de mode, lorsque la courbe de gain Brillouin se sera suffisamment déplacée pour que le mode adjacent au mode siège de l'émission laser bénéficie d'un gain Brillouin qui lui soit supérieur. La plage de température pour un fonctionnement sans saut de mode peut alors être aisément calculée [5]. Cependant les positions relatives entre la courbe de gain et les modes du résonateur à une température donnée sont difficilement contrôlables lors de la fabrication de l'anneau, car même si tous les paramètres Brillouin de la fibre utilisée étaient parfaitement connus, il faudrait contrôler avec une précision de 10 ppm la longueur du trajet optique dans l'anneau.

La valeur du gain Brillouin linéique moyen \bar{g}_b dépend de la position relative de la courbe de gain et du mode du résonateur siège de l'émission laser, mais il est maximum au centre de la

plage de fonctionnement sans saut de mode, où résonance et courbe de gain sont centrés. Cette variation peut être importante pour un anneau court car ses résonances sont espacées par rapport à la largeur de la courbe de gain Brillouin.

Le chapitre 1 a montré une faible augmentation du maximum de la courbe de gain Brillouin de 0.4 %/K en fonction de la température accompagnée d'un amincissement correspondant de sa largeur, l'intégrale sous la courbe restant constante.

4.2. Réalisation de lasers Brillouin en anneau

De nombreux anneaux ont été réalisés au cours de cette thèse, afin de confronter les différents résultats obtenus avec la théorie. Les trois lasers présentés dans cette section sont les trois exemples les plus parlants permettant de montrer les compromis à réaliser pour optimiser l'une ou l'autre des caractéristiques suivantes:

- Anneau à seuil Brillouin faible permettant la génération de multiples ondes Stokes.
- Anneau présentant un rendement de plus de 50% et une haute puissance de sortie.
- Anneau ayant une largeur de résonance de l'ordre du MHz et un seuil de quelques mW pouvant être pompé par un laser à semi-conducteur.

4.2.1. Anneau à seuil Brillouin faible permettant la génération de multiples ondes Stokes

Pour observer de nombreux ordres Stokes, il faut disposer d'un anneau nécessitant une faible intensité de seuil laser, puisque les seuils laser des différents ordres Stokes suivent une progression cubique. L'anneau idéal doit donc être long, avoir une finesse élevée et satisfaire à la condition de couplage critique:

- Le choix de la fibre s'est porté sur une fibre unimodale standard, car ses caractéristiques et ses paramètres Brillouin sont bien connus. De plus, les coupleurs du commerce et les épissures réalisées sur cette fibre présentent de faibles pertes.
- La longueur de l'anneau a été choisie de façon à garantir une émission laser monomode: lorsqu'un mode du résonateur se trouve au sommet de la courbe de gain Brillouin, le mode adjacent bénéficie d'un gain 10% plus faible, ce qui l'empêche d'atteindre son seuil laser.
- Les pertes optiques totales de l'anneau pouvant être estimées à 3%, le taux de couplage du coupleur est aussi fixé à 3% afin d'atteindre la condition de couplage critique et de bénéficier d'une finesse d'environ 100.

L'anneau construit, les paramètres du résonateur passif ont été déterminés en confrontant les deux méthodes de mesure décrites au chapitre précédent. Ils sont reportés dans le Tableau 4.2.1. Les caractéristiques du résonateur actif, en régime de laser Brillouin, reportées dans ce tableau, ont été mesurées en utilisant le montage décrit en Figure 4-1. Le laser de pompe utilisé est un laser Nd:YAG asservi sur une résonance de l'anneau par une modulation sérodyne via un régulateur de type proportionnel-intégrateur (une description détaillée du système d'asservissement sera donnée au chapitre 6).

Grandeurs mesurées		Grandeurs calculées	
$Finesse$	106	k	96.99 %
$\frac{I_{out_{res}}}{I_{in}}$	0.1 %	k_r	97.17 %
L	33.5 m	FSR	6.11 MHz
		$\Delta\nu_c$	58.7 kHz
I_{thS1}	165 μ W	I_{thS2}	660 μ W
I_{outS1}	170 μ W	η	25.2 %
A_{eff}	$\pi (4.64 \mu\text{m})^2$	\bar{g}_B	$2.1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{W}$

Tableau 4.2.1: Caractéristiques de l'anneau permettant la génération de multiples ordres Stokes.

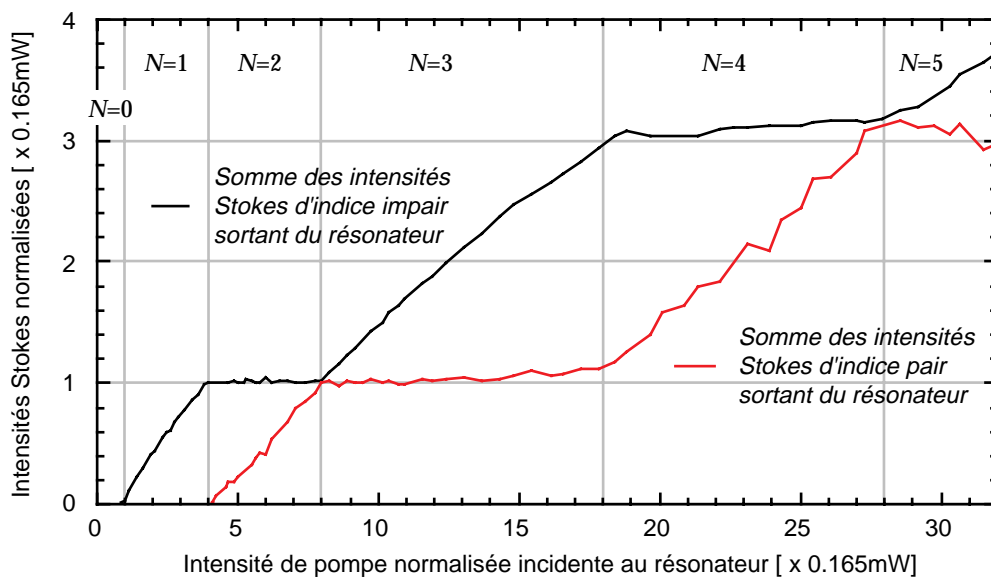


Figure 4-6: Mesure de la somme des intensités des ondes Stokes d'indices pairs et impairs sortant du résonateur, normalisée par rapport à I_{thS1} .

La somme des intensités Stokes d'indice impair sortant du résonateur, donc contra-propagatives à la pompe, est reportée en Figure 4-6. De même, la somme des intensités Stokes d'indice pair sortant du résonateur, donc co-propagatives à la pompe, y est reportée, après soustraction de l'intensité de la pompe sortant du résonateur. Les puissances de pompe nécessaires pour atteindre le seuil des premiers ordres Stokes ainsi que leur intensité maximale de sortie sont alors directement visibles sur la Figure 4-6. La concordance entre intensités mesurées et intensités déterminées par les équations développées au cours de ce chapitre est excellente, pour autant que la valeur du gain Brillouin linéique moyen \bar{g}_B soit ajustée. Pour cet anneau, \bar{g}_B vaut 92 % de g_B au milieu de la plage de température permettant un fonctionnement sans saut de mode. En effet, le gain Brillouin linéique moyen \bar{g}_B n'est égal au gain linéique g_B que si les deux conditions suivantes sont remplies: d'abord, la fréquence de l'onde Stokes doit correspondre à la fréquence du maximum de la courbe de gain Brillouin, ce qui est le cas; ensuite, les polarisations respectives entre l'onde Stokes et celle qui lui sert de pompe doivent être alignées en tout point de l'anneau. Ce dernier critère sera discuté à la fin du chapitre suivant pour expliquer la valeur de \bar{g}_B .

4.2.2. Anneau à haut rendement et haute puissance de sortie.

En vue d'une application en télécommunications, le cahier des charges à remplir par un laser Brillouin était le suivant: disposant d'un laser Nd:YAG de 20 mW de puissance, générer une porteuse d'au moins 10 mW décalée en fréquence d'environ 12 GHz, tout en évitant un saut de mode sur une plage de 20 °C. L'anneau idéal doit donc avoir un seuil légèrement plus faible que 5 mW (20 mW / 4), présenter un rendement de 50 % au moins et être le plus court possible:

- Le choix de la fibre unimodale standard s'est fait suivant les mêmes critères que pour l'anneau décrit à la section précédente.
- Estimant les pertes sur un tour à 3%, dues essentiellement aux pertes du coupleur et à celles des deux épissures, le taux de couplage minimum pour atteindre le rendement demandé est de 7 %. Le taux de couplage choisi sera donc un taux standard de 10 %.
- En tablant sur un gain Brillouin linéique moyen de $g_B / 2$, ce qui représente un cas très défavorable, le seuil laser de 5 mW fixe donc la longueur de l'anneau à 5.7 m.

Comme pour l'anneau présenté à la section précédente, les paramètres de l'anneau passif ont été mesurés en utilisant les deux méthodes décrites au chapitre 3 et les caractéristiques de l'anneau actif ont été mesurées à l'aide du montage décrit en Figure 4-1. Comme le coupleur a été livré avec de longues fibres amorces, une seule épissure a suffi pour former le résonateur de 5.7 m. Ses caractéristiques reportées en Tableau 4.2.2 sont donc meilleures que prévu.

Grandeurs mesurées		Grandeurs calculées	
Finesse	49	k	89.4 %
$\frac{I_{out_res}}{I_{in}}$	57.9 %	k_r	98.5 %
L	5.78 m	FSR	35.4 MHz
		$\Delta\nu_C$	714 kHz
I_{thS1} @27 °C	3.67 mW	I_{thS2}	13.7 mW
I_{outS1} @27 °C	10.6 mW	η	69 %
A_{eff}	$\pi (4.64 \mu\text{m})^2$	\bar{g}_B	$1.46 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{W}$

Tableau 4.2.2: Paramètres de l'anneau présentant une haute puissance de sortie et un haut rendement.

Pour cet anneau aussi, la concordance entre les différentes mesures et la théorie est excellente, pour autant que la valeur du gain Brillouin linéique moyen \bar{g}_B soit ajustée. Puisque la valeur de \bar{g}_B dépend de la position sous la courbe de gain Brillouin de la résonance de l'anneau ayant le plus fort gain (cf. Figure 4-5), l'intensité de seuil du premier ordre Stokes varie avec la température comme le montre la Figure 4-7.

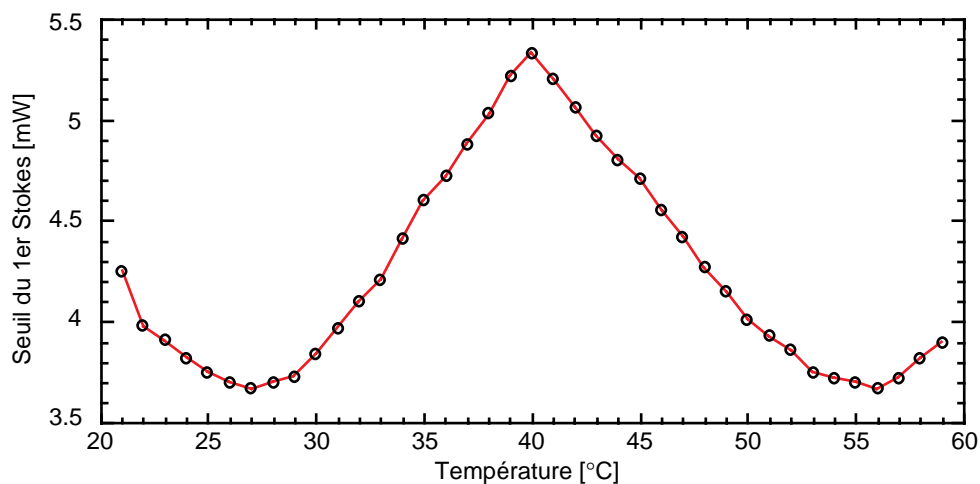


Figure 4-7: Variation du seuil Brillouin due au déplacement relatif de la courbe de gain et des modes longitudinaux de la cavité en fonction de la température.

Le sommet arrondi de la courbe de gain y est reconnaissable lorsque le seuil Brillouin est minimum à 27 °C et à 55 °C. Cependant, même à ces températures où une résonance se trouve au sommet de la courbe de gain, la valeur de \bar{g}_B n'atteint que les 2/3 de g_B . Ceci est dû à l'alignement entre les polarisations de l'onde Stokes et celle de la pompe et la justification en sera donnée à la fin du chapitre suivant. On remarque aussi que l'émission Stokes subit un saut

de mode à 40 °C, lorsqu'il y a compétition entre les deux modes de part et d'autre de la courbe de gain. Entre 27 ° et 40 °, le déplacement relatif entre la résonance de l'anneau et le sommet de la courbe de gain Brillouin est exactement de $1/2 FSR$. Grâce à la valeur du seuil laser à ces deux températures, il est possible de retrouver la largeur de la courbe de gain Brillouin qui vaut environ 40 MHz.

4.2.3. Anneau ayant une largeur de résonance de l'ordre du MHz et un seuil de quelques mW pouvant être pompé par un laser à semi-conducteur

Le principal obstacle dans l'utilisation d'une diode laser semi-conducteur comme pompe pour un laser Brillouin en anneau est sa largeur de raie de l'ordre du MHz. En effet, pour coupler efficacement la puissance du laser de pompe à l'intérieur de l'anneau, il faut que la largeur de raie du laser soit plus étroite que la résonance de l'anneau. L'anneau idéal doit donc être court et avoir tout de même un seuil compatible avec la puissance de ces lasers, soit de quelques milliwatts au plus.

- La fibre idéale est une fibre unimodale à fort dopage et petit coeur, conçue spécialement pour des capteurs afin que ses pertes de courbure restent faibles lorsqu'elle est enroulée sur un petit diamètre. Elle a l'avantage de présenter un gain Brillouin trois fois plus élevé qu'une fibre standard, car la taille du mode transmis est réduite, sans pour autant que les coupleurs réalisés à l'aide de cette fibre présentent de trop fortes pertes.
- Les pertes du coupleur et de la soudure étant estimées à 2 %, le couplage choisi a lui aussi été fixé à 2 % pour atteindre la condition de couplage critique et une finesse de 155.
- La largeur de résonance souhaitée de 1 MHz impose une longueur de l'anneau de 1.3 m, ce qui fixe le seuil Brillouin à 574 μ W, si l'on suppose que le gain Brillouin linéique moyen vaut g_B .

Comme pour tous les anneaux présentés dans ce chapitre, les paramètres passifs ont été mesurés en utilisant les deux méthodes décrites au chapitre 3 et les caractéristiques de l'anneau actif ont été mesurées à l'aide du montage décrit en Figure 4-1. Le laser semiconducteur de pompe utilisé présente une largeur de raie d'environ 500 kHz pour une puissance de sortie de 20 mW injectée à une fibre unimodale. Bien que l'asservissement du laser de pompe sur une résonance de l'anneau ait été réalisé avec succès, l'émission laser Brillouin est entachée d'un bruit en intensité important car la largeur de raie du laser de pompe est comparable à la largeur de la résonance de l'anneau. En effet, le système de réglage n'est pas suffisamment rapide pour suivre le bruit de phase du laser de pompe et fait donc varier l'intensité injectée à la cavité. Un facteur d'au moins 5 à 10 entre la largeur de raie du laser et la largeur de la résonance est

nécessaire. La taille de l'anneau doit donc encore être réduite afin d'augmenter la largeur de sa résonance, mais ceci augmente d'autant l'intensité de seuil laser. Les deux alternatives à envisager consistent, soit à réduire la largeur de raie du laser semiconducteur utilisé grâce à une cavité externe, ou soit à pomper l'anneau de manière non résonnante (cf chapitre 7).

<i>Grandeurs mesurées</i>		<i>Grandeurs calculées</i>	
<i>Finesse</i>	163	k	97.7 %
$\frac{I_{out_{res}}}{I_{in}}$	4.7 %	k_r	98.5 %
L	3.08 m	FSR	66.5 MHz
		$\Delta\nu_c$	415 kHz
I_{thS1} @22 °C	485 μ W	I_{thS2}	1.9 mW
I_{outS1} @22 °C	690 μ W	η	36 %
A_{eff}	$\pi (3 \mu\text{m})^2$	\bar{g}_B	$1.19 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{W}$

Tableau 4.2.3: Paramètres de l'anneau pouvant être pompé par un laser semi-conducteur

Les exigences auxquelles doit satisfaire le laser semiconducteur pour pomper un laser Brillouin en anneau sont très pointues. Actuellement, le prix de tels lasers reste plus élevé que celui d'un laser Nd:YAG, mais tend à baisser rapidement.

4.2.4.Synthèse des mesures

En fonction des besoins, il est possible de concevoir des lasers Brillouin en anneau aux caractéristiques très différentes et le modèle en intensité souligne parfaitement les compromis à réaliser. Toutes les mesures effectuées sur les anneaux sont en parfait accord avec ce modèle. Cependant, la prédiction exacte des caractéristiques d'un laser Brillouin nécessite la connaissance du gain Brillouin linéique moyen \bar{g}_B sur un tour de l'anneau. Pour un type de fibre donné, celui-ci dépend de la position en fréquence de l'onde Stokes sous la courbe de gain Brillouin qui peut difficilement être contrôlé lors de la fabrication de l'anneau, mais qui peut être ajusté en réglant sa température. La valeur de \bar{g}_B dépend aussi des polarisations respectives entre l'ondes Stokes et celle qui lui sert de pompe. L'influence de ce dernier critère fera l'objet du prochain chapitre.

Références du chapitre 4

- [1] K. Toyama, S. Huang, P. A. Nicati, B. Y. Kim and H. J. Shaw, "Generation of Multiple Stokes Waves in a Brillouin Fiber Ring Laser", Conference on Optical Fiber Sensors (OFS'93), May 1993, Florence, Italie.
- [2] P. Bayvel and I. P. Giles, "Evaluation of performance parametres of single-mode all-fiber Brillouin ring lasers", Optics Letters, Vol. 14, No. 11, pp. 581-583, June 1989.
- [3] J. J. Carr, S. L. Saikkonen and D. H. Williams, "Refractive Index Measurements on Single-Mode Fiber as Function of Products Parameters, Tensile Stress, and Temperature", Fiber and Integrated Optics, Vol. 9, pp.393-396, 1991
- [4] I. H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica", Journal of the Optical Society of America, Vol. 55, No. 10, pp. 310-311, October 1981.
- [5] P. A. Nicati, K. Toyama and H. J. Shaw, "Frequency Stability of a Brillouin Fiber Ring Laser", IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 13, No. 7, pp. 1445-1451, July 1995.

5. Effet de la biréfringence des fibres sur le modèle en intensité



La modélisation du laser Brillouin développée au chapitre précédent se base uniquement sur l'intensité des ondes optiques circulant dans l'anneau, et considère que le gain Brillouin sur un tour de l'anneau est connu. Cependant, ce gain dépend de l'interférence entre l'onde de pompe et l'onde Stokes. L'analyse des modes propres de polarisation de l'anneau effectuée dans ce chapitre doit permettre, en fonction de la biréfringence de l'anneau, de connaître en tout point la polarisation respective de l'onde de pompe et de l'onde de Stokes pour en déterminer leur "efficacité de mélange", et donc de déterminer le gain Brillouin sur un tour de l'anneau.

Bien que cette analyse ne porte que sur des anneaux dont la biréfringence est connue, anneaux utilisant des fibres à biréfringence linéaire ou circulaire, elle servira aussi à tirer quelques conclusions au sujet d'anneaux pour lesquels la biréfringence n'est pas contrôlée. Finalement, des mesures effectuées sur un anneau à biréfringence circulaire [1] viendront confirmer les résultats escomptés.



L'interférence entre l'onde de pompe et l'onde Stokes se propageant en sens inverse est à la base du processus de la diffusion Brillouin stimulée. Il est dès lors naturel que l'efficacité de celle-ci dépende des polarisations respectives de ces deux ondes. Défini au chapitre premier, le

gain Brillouin local est donc pondéré par le coefficient de recouvrement de polarisation η_p , ou "efficacité de mélange" (mixing efficiency), et est donné par le module au carré du produit scalaire des vecteurs de Jones des deux ondes. Sous l'hypothèse que le gain Brillouin est faible et qu'il n'affecte pas la polarisation de l'onde Stokes le subissant, le chapitre 4 a montré que l'efficacité de mélange peut être mise en évidence dans les équations différentielles couplées (1.2.22) et que son intégration peut être effectuée séparément. Le gain Brillouin le long d'un segment de fibre se réduit à (4.1.2):

$$G_j = \exp(g_B(\nu) \bar{\eta}_{pj} L \bar{I}_p) \quad (5.1.1)$$

où $\bar{\eta}_{pj}$ est l'efficacité de mélange de polarisation moyen vue par une onde Stokes de polarisation j :

$$\bar{\eta}_{pj} = \frac{1}{L} \int_0^L |\mathbf{e}_p(\mathbf{z}) \cdot \mathbf{e}_{sj}(\mathbf{z})|^2 d\mathbf{z} \quad (5.1.2)$$

où, rappelons-le, $\mathbf{e}_p(\mathbf{z})$ et $\mathbf{e}_s(\mathbf{z})$ sont les champs optiques normalisés de l'onde de pompe et de l'onde Stokes exprimés dans le même système d'axe, bien que se propageant en sens opposé. Pour déterminer le gain linéique moyen $\bar{g}_B = g_B(\nu) \bar{\eta}_{pj}$, il faut donc connaître la polarisation de l'onde de pompe et celle de l'onde Stokes, et ce en tout point de l'anneau.

5.1. Biréfringence et modes propres de polarisation d'un anneau

Malgré le caractère unimodal des fibres optiques utilisées, celles-ci transmettent deux états de polarisation distincts. Dans des conditions idéales d'isotropie du matériau et de géométrie cylindrique du guide, ces deux états sont dégénérés, dans la mesure où ils partagent la même constante de propagation et qu'il n'existe de surcroît aucun couplage entre eux. Cependant, en pratique, une faible anisotropie locale de la géométrie du guide ou du milieu, due par exemple à une ellipticité du coeur ou à des contraintes, est inévitable et cette dégénérescence est levée. Cela se traduit par une modification locale des constantes de propagation qui prennent des valeurs légèrement différentes suivant la polarisation de la lumière par rapport aux axes d'anisotropie de la fibre. Ce phénomène, appelé biréfringence, fait donc varier l'état de polarisation de la lumière au cours de sa propagation le long de la fibre.

L'effet de la biréfringence d'une section de fibre peut être représenté dans le formalisme de Jones par une opération matricielle. L'annexe A précise les notions de ce formalisme utilisées dans ce mémoire de thèse. La modélisation de la cavité en anneau, présentée au chapitre 3, doit être adaptée comme le décrit la Figure 5-1 pour tenir compte de la polarisation de la lumière et de sa variation en fonction de la biréfringence de l'anneau.

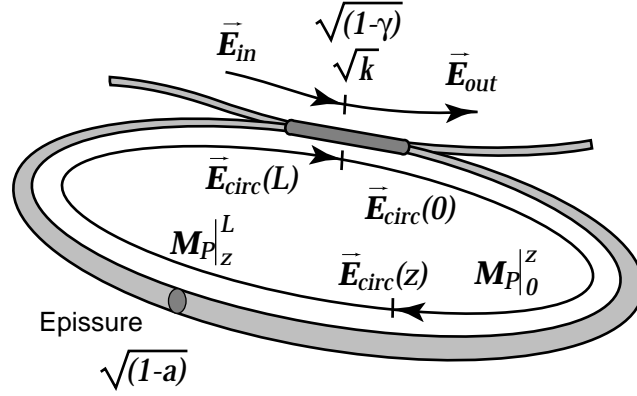


Figure 5-1: Description des champs optiques dans une cavité en anneau selon le formalisme de Jones

Dans la Figure 5-1, $M_P \Big|_0^L$ désigne la matrice de Jones représentant la propagation sur un tour de l'anneau, incluant l'effet sur la polarisation d'une biréfringence quelconque; et où \vec{E}_{in} , \vec{E}_{out} , $\vec{E}_{circ}(0)$ et $\vec{E}_{circ}(L)$ sont les vecteurs de Jones représentant les différents champs optiques à l'entrée et à la sortie du coupleur, reliés par:

$$\vec{E}_{circ}(0) = \sqrt{1-\gamma} \left[i\sqrt{1-k}\vec{E}_{in} + \sqrt{k}\vec{E}_{circ}(L) \right] \quad (5.1.1)$$

$$\vec{E}_{out} = \sqrt{1-\gamma} \left[\sqrt{k}\vec{E}_{in} + i\sqrt{1-k}\vec{E}_{circ}(L) \right] \quad (5.1.2)$$

La propagation de l'onde optique dans la boucle de l'anneau est régie par:

$$\vec{E}_{circ}(L) = M_P \Big|_0^L \vec{E}_{circ}(0) = \sqrt{1-a} e^{-1/2\alpha L} e^{-i\beta L} T_P \Big|_0^L \vec{E}_{circ}(0) \quad (5.1.3)$$

Mathématiquement, pour les vecteurs propres de la matrice $M_P \Big|_0^L$, l'équation (5.1.3) peut se réduire à une forme scalaire analogue à la relation (3.1.3). **Cela veut dire que les relations développées aux chapitres précédents sont valables pour les polarisations correspondant aux vecteurs propres, appelés états propres de polarisation.** Par définition, une polarisation correspondant à un état propre retrouve une polarisation identique après s'être propagée sur un tour de l'anneau. La condition de résonance de l'anneau doit donc être respectée non seulement par la phase de l'onde optique, comme démontré au chapitre 3, mais aussi par sa polarisation. Si l'onde de pompe satisfait à la condition de résonance, sa polarisation est définie en tout point de l'anneau par un des vecteurs propres de la matrice $M_P \Big|_z^z$, désignant la propagation sur un tour de l'anneau dans le sens de la pompe à partir du

point z . Sans perte de généralité, on considérera implicitement par la suite que la polarisation de la pompe est alignée sur celle du mode propre de polarisation $j = 1$.

Il est naturel de garder le même système d'axes pour pouvoir effectuer le produit scalaire de l'onde de pompe avec l'onde Stokes en tout point z de l'anneau. Cependant, en plus de se propager en sens inverse, l'onde Stokes subit de surcroît sur un tour de l'anneau, le gain Brillouin \mathbf{G} , différent pour chacun des deux modes propres de polarisation, et sa fréquence est légèrement décalée par rapport à celle de la pompe. La fréquence de l'onde Stokes étant très proche de celle de la pompe, la biréfringence de l'anneau peut sans aucun problème être considérée comme identique dans ces deux cas. Il est alors possible de relier la polarisation de l'onde Stokes à celle de l'onde de pompe, car la matrice de transmission pour une onde se propageant en sens inverse est donnée par la transposée de la matrice de transmission pour une onde se propageant dans le sens normal le long de la section de fibre considérée (cf. annexe A). La matrice $M_S \Big|_0^L$ de transmission sur un tour de l'anneau pour l'onde Stokes est alors donnée par:

Matrice de transmission vue par l'onde Stokes se propageant en sens inverse selon le même système d'axes.

$$\mathbf{M}_S \Big|_L^0 = \mathbf{G} \Big|_L^0 \left(\mathbf{M}_P \Big|_0^L \right)^T = \sqrt{k k_r} e^{-i\beta L} \mathbf{G} \Big|_L^0 \left(\mathbf{T}_P \Big|_0^L \right)^T \quad (5.1.4)$$

Puisque l'onde Stokes se propage en sens inverse, sa polarisation en tout point z de l'anneau est donnée par :

$$\vec{E}_S(z) = \left(\mathbf{G} \Big|_z^0 \left(\mathbf{M}_P \Big|_0^z \right)^T \right)^{-1} \vec{E}_S(0) \quad (5.1.5)$$

Utilisant à nouveau l'hypothèse que le gain Brillouin est suffisamment faible pour ne pas influencer la polarisation de l'onde Stokes, **l'état de polarisation de l'onde Stokes correspond en tout point z de l'anneau au vecteur propre de la matrice $(M_P \Big|_z^z)^*$. Les valeurs propres de $(M_P \Big|_z^z)^*$ ainsi que leurs vecteurs propres associés sont donnés par le conjugué complexe de ceux de la matrice $M_P \Big|_z^z$.** (cf. Annexe A). Les fréquences de résonance sont donc identiques pour les deux sens de propagation dans l'anneau et leurs modes propres de polarisation correspondants se différencient par leur direction de propagation et par l'inversion du sens de rotation de leur composante de polarisation circulaire. Connaissant l'évolution le long de l'anneau des modes propres de polarisation, l'efficacité de

mélange moyen $\bar{\eta}_{Pj}$ sur un tour de l'anneau pour chacun des modes propre que peut emprunter l'onde Stokes se résume à:

Efficacité de mélange moyen $\bar{\eta}_{Pj}$ sur un tour de l'anneau pour chacun des modes propre, considérant que la polarisation de la pompe est alignée sur celle du mode propre de polarisation $j = 1$

$$\bar{\eta}_{Pj} = \int_0^L |\mathbf{e}_P(z) \cdot \mathbf{e}_{Pj}^*(z)|^2 dz$$

$(j = 1, 2)$

(5.1.6)

Cette même analyse de modes propres de polarisation sera détaillée ci-après dans le cas spécifique d'anneaux utilisant des fibres à biréfringence linéaire ou circulaire, et servira aussi à tirer quelques conclusions au sujet d'anneaux dans lesquels la biréfringence n'est pas contrôlée. Cette analyse est de première importance, non seulement pour déterminer précisément le seuil de lasers Brillouin en anneau, mais aussi pour déterminer la sensibilité de systèmes passifs basés sur un résonateur en anneau, comme cela a été démontré pour les gyroscopes résonants passifs [2].

5.1.1.L'anneau à biréfringence linéaire

La biréfringence des fibres optiques est considérée comme un effet néfaste dans le domaine des télécommunications car elle provoque une dispersion temporelle du signal transmis qui limite la bande passante. Les fabricants ont néanmoins développé des fibres à haute biréfringence linéaire (Hi-Bi) en imposant une anisotropie contrôlée au guide de manière à fixer les axes de biréfringence de la fibre sur toute sa longueur. La technique la plus répandue pour produire de telles fibres consiste à insérer deux barreaux de silicate de bore de part et d'autre du coeur lors de la fabrication de la préforme. Après étirement, l'orientation des contraintes internes provoquées par la présence de ces deux barreaux engendre une modification des propriétés diélectriques du milieu due à la variation des distributions spatiales des charges à l'échelle microscopique. Macroscopiquement, cet effet, appelé effet "élasto-optique", produit une variation de l'indice de réfraction en fonction du tenseur des contraintes appliqué, ce qui se traduit dans ce cas par une forte biréfringence linéaire de la fibre. Ces fibres sont aussi appelées "fibres à maintien de polarisation" car une polarisation linéaire injectée dans la fibre n'est pas modifiée au cours de sa propagation. Pour limiter au maximum le couplage entre les axes de la fibre, la biréfringence introduite est relativement élevée, ce qui provoque une différence entre les constantes de propagation des deux axes de l'ordre de 10^{-3} . La longueur de battement induite n'est alors que de quelques millimètres. Cette différence entre les constantes de propagation des deux axes de la fibre induit une différence du décalage Brillouin en fonction de l'axe de la fibre emprunté par la lumière qui a été mesurée au chapitre 1. Les coupleurs réalisés à l'aide de telles

fibres présentent des pertes optiques plus élevées et sont plus coûteux que les coupleurs à fibre standard, car ils sont construits par collage de deux fibres préalablement polies jusqu'au coeur. Des résonateurs de bonne qualité peuvent néanmoins être réalisés à l'aide de ces coupleurs.

La description de l'anneau à biréfringence linéaire étudié est donnée en Figure 5-2. L'analyse de ses modes propres de polarisation se fera en fonction de l'alignement des axes de biréfringence de la fibre à l'épaisseur.

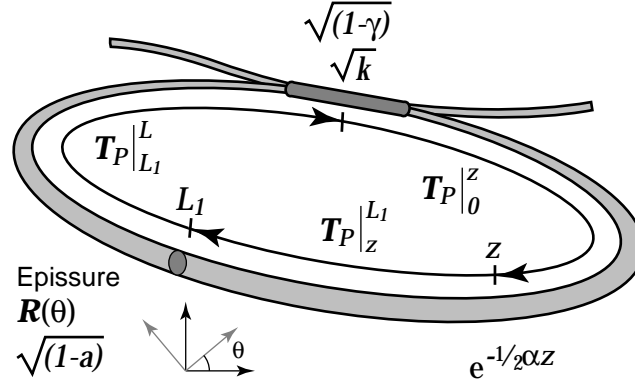


Figure 5-2: Description schématique du laser Brillouin en anneau à biréfringence linéaire dont les modes propres de polarisation seront étudiés en fonction de l'alignement des axes de biréfringence de la fibre à l'épaisseur

La matrice \mathbf{M}_p de transmission sur un tour de l'anneau pour l'onde de pompe observée au point z et circulant dans le sens de l'axe des z , est donnée par:

$$\mathbf{M}_p = \sqrt{1-\gamma} \sqrt{k} \sqrt{1-a} e^{-1/2\alpha L} \mathbf{T}_p \Big|_0^z \mathbf{T}_p \Big|_{L_1}^L \mathbf{R}_p(\theta) \mathbf{T}_p \Big|_z^{L_1} \quad (5.1.7)$$

où

$$\mathbf{T}_p \Big|_{z_1}^{z_2} = \begin{bmatrix} e^{-i\beta_1(z_2-z_1)} & 0 \\ 0 & e^{-i\beta_2(z_2-z_1)} \end{bmatrix} \quad (5.1.8)$$

$$\mathbf{R}_p(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \quad (5.1.9)$$

où θ est l'angle de rotation entre les axes de la fibre à l'épaisseur située à une distance L_1 du coupleur et où β_1 et β_2 sont les constantes de propagation suivant les deux axes de biréfringence de la fibre. Les autres notations restent identiques à celles utilisées aux chapitres précédents.

En posant $\Delta\beta = (\beta_1 - \beta_2)/2$ et $\beta = (\beta_1 + \beta_2)/2$, on trouve:

Matrice de transmission sur un tour d'un anneau à biréfringence linéaire

$$\mathbf{M}_P = \sqrt{k k_r} e^{-i\beta L} \begin{bmatrix} \cos(\theta) e^{i\Delta\beta L} & -\sin(\theta) e^{-i\Delta\beta(2L_1 - 2z - L)} \\ \sin(\theta) e^{i\Delta\beta(2L_1 - 2z - L)} & \cos(\theta) e^{-i\Delta\beta L} \end{bmatrix} \quad (5.1.10)$$

- **Axes de la fibre alignés à l'épissure: $\theta = 0^\circ$**

Les valeurs propres de la matrice \mathbf{M}_P de transmission sur un tour de l'anneau, ainsi que leurs vecteurs propres associés sont:

$$\sqrt{k k_r} e^{-i\beta_1 L} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.1.11)$$

$$\sqrt{k k_r} e^{-i\beta_2 L} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.1.12)$$

Les modes propres de polarisation correspondent à une polarisation linéaire injectée dans les axes de la fibre et restant inchangée au cours de sa propagation le long de l'anneau. Leur constantes de propagation correspondent, bien sûr, à celles des axes de la fibre.

Pour l'onde Stokes se propageant en sens inverse, dans le même système d'axes, la matrice \mathbf{M}_S de transmission sur un tour de l'anneau est donnée par $\mathbf{G}(\mathbf{M}_P)^*$, si l'on admet que le gain Brillouin n'influence pas la polarisation de l'onde Stokes et que la biréfringence de l'anneau est identique à la fréquence de l'onde de pompe et à celle de l'onde Stokes. Les valeurs propres ainsi que leurs vecteurs propres associés sont:

$$G_1 \sqrt{k k_r} e^{i\beta_1 L} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.1.13)$$

$$G_2 \sqrt{k k_r} e^{i\beta_2 L} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.1.14)$$

Sans surprise, on trouve que **le recouvrement de polarisation η_{P1} est égal à 1 pour une onde Stokes empruntant le même axe de la fibre que l'onde de pompe**, car leurs polarisations sont alignées tout au long de l'anneau; **tandis que le recouvrement de polarisation η_{P2} est nul pour une onde Stokes circulant dans l'autre axe de la fibre**, car les polarisations sont croisées en tout point de l'anneau, comme le décrit la Figure 5-3. La polarisation de l'émission laser Brillouin est donc linéaire et toujours alignée selon le même axe que la pompe. Rappelons toute fois que le décalage de fréquence Brillouin n'est pas exactement identique pour les deux axes de la fibre.

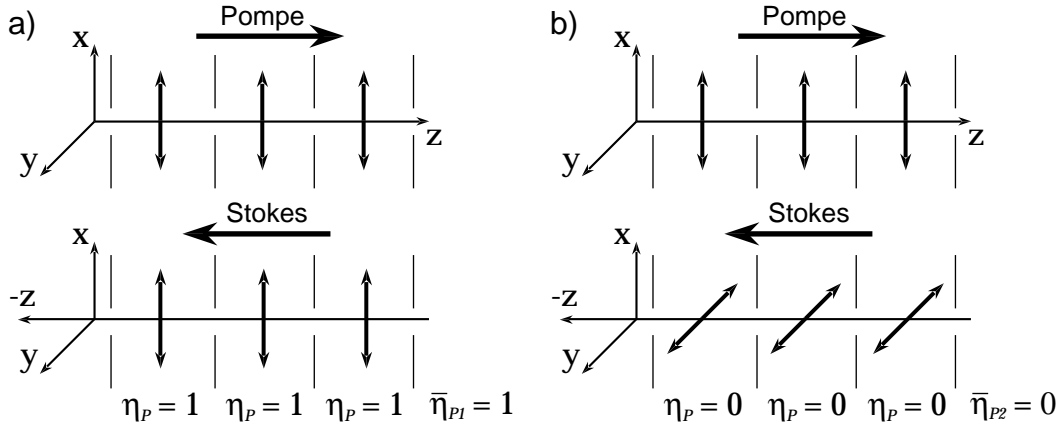


Figure 5-3: Modes propres de polarisation dans un anneau à biréfringence purement linéaire: a) le gain Brillouin est maximum pour le mode propre de polarisation aligné sur celui de la pompe et ayant la même constante de propagation b) le gain Brillouin est nul pour le mode propre de polarisation croisé par rapport à celui de la pompe.

- Axes de la fibre échangés à l'épissure: $\theta = 90^\circ$

Les valeurs propres de la matrice \mathbf{M}_p de transmission sur un tour de l'anneau et leurs vecteurs propres associés sont:

$$i\sqrt{k k_r} e^{-i\beta L} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i e^{i\Delta\beta(2L_1 - 2z - L)} \end{pmatrix} \quad (5.1.15)$$

$$-i\sqrt{k k_r} e^{-i\beta L} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i e^{i\Delta\beta(2L_1 - 2z - L)} \end{pmatrix} \quad (5.1.16)$$

Les valeurs propres sont équivalentes, au signe près, ce qui représente une phase de propagation $e^{-i\pi}$. Les fréquences de résonance des modes propres de polarisation de l'anneau sont donc toujours séparées par $1/2 FSR$, et ce indépendamment de la variation de la biréfringence linéaire de la fibre, causée par exemple par une fluctuation locale de sa température. Cette astuce permet de réaliser des résonateurs stables [3] où tout couplage entre modes propres de polarisation est éliminé, car leurs fréquences de résonance ne coïncident jamais. Les modes propres de polarisation sont toujours orientés à $\pm 45^\circ$ par rapport aux axes de la fibre. Ils sont circulaires au point $z = L_1 - L/2$, soit au point de l'anneau opposé à l'épissure et passent successivement par les états circulaire droit, linéaire à 45° , circulaire gauche, linéaire à -45° , et ainsi de suite au cours de leur propagation le long de l'anneau, comme le décrit la Figure 5-4.

Pour l'onde Stokes se propageant en sens inverse selon le même système d'axes, sa matrice \mathbf{M}_s de transmission sur un tour de l'anneau est donnée par $\mathbf{G}(\mathbf{M}_p)^*$; toujours en

considérant les mêmes hypothèses que celles faites au début de cette section. Les valeurs propres ainsi que leurs vecteurs propres associés sont:

$$i G_1 \sqrt{k k_r} e^{i\beta L} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i e^{-i\Delta\beta(2L_1 - 2z - L)} \end{pmatrix} \quad (5.1.17)$$

$$-i G_2 \sqrt{k k_r} e^{i\beta L} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i e^{-i\Delta\beta(2L_1 - 2z - L)} \end{pmatrix} \quad (5.1.18)$$

Le recouvrement de polarisation η_{pj} entre la pompe et l'onde Stokes est égal à 1/2, quelque soit le mode propre de polarisation emprunté par cette dernière [4], car leurs polarisations sont alternativement alignées puis croisées tout au long de l'anneau comme le décrit la Figure 5-4. Le décalage Brillouin n'étant pas strictement identique pour les deux axes de la fibre, il faut considérer que la courbe de gain Brillouin effective correspond à la valeur moyenne donnée par la convolution de celles des deux axes de la fibre. L'émission du laser Brillouin est toujours polarisée à $\pm 45^\circ$ par rapport aux axes de la fibre, mais, puisque les deux modes propres de polarisation présentent la même efficacité de mélange, elle empruntera le mode propre de polarisation présentant le plus fort gain, soit celui qui est le mieux centré sous la courbe de gain Brillouin. Les modes propres étant séparés en fréquence par $1/2 FSR$, la plage de température présentant un fonctionnement sans saut de mode est deux fois plus petite que celle énoncée au chapitre précédent. Lors d'un saut de mode, la polarisation saute à la polarisation orthogonale.

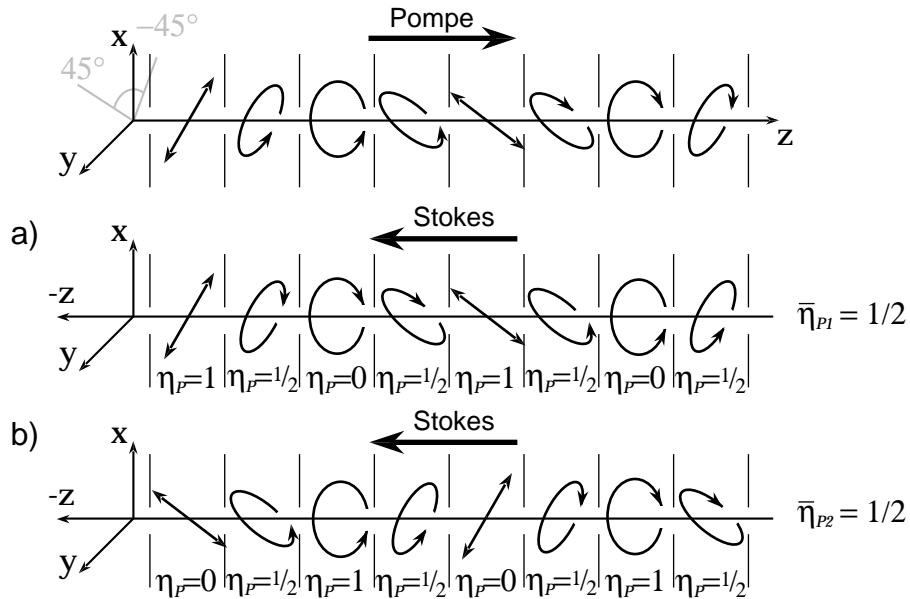


Figure 5-4: États propres de polarisation dans un anneau à biréfringence linéaire muni d'une épissure échangeant les axes de la fibre: a) et b) le gain Brillouin balance d'un mode propre de polarisation à l'autre tout au long de l'anneau.

- **Alignement intermédiaire des axes de la fibre à l'épissure: $0 \leq \theta \leq 90^\circ$**

L'analyse des valeurs propres et des vecteurs propres selon la même procédure montre que les modes propres de polarisation passent successivement de l'état elliptique droit, à linéaire à $\theta/2$, puis elliptique gauche, à linéaire à $-\theta/2$ et ainsi de suite au cours de leur propagation le long de l'anneau. On peut toujours décomposer une polarisation linéaire à $\theta/2$ en une polarisation linéaire à 45° et une polarisation linéaire selon un des axes de la fibre. Lors de sa propagation le long de l'anneau, la première composante génère donc, un gain Brillouin réparti à parts égales sur les deux modes propres de polarisation, tandis que la deuxième composante génère un gain uniquement pour le mode propre de polarisation ayant la même constante de propagation que celui emprunté par l'onde de pompe. **Le gain Brillouin est alors réparti à raison de $(1 + \cos^2(\theta))/2$ selon le mode propre de polarisation ayant la même constante de propagation que celui emprunté par l'onde de pompe et à raison de $(\sin^2(\theta))/2$ selon l'autre mode propre de polarisation.**

- **Anneau comportant deux épissures équidistantes où les axes de la fibre sont échangés: $\theta_1 = \theta_2 = 90^\circ$**

Il peut s'avérer intéressant de disposer d'un anneau stable, dont les fréquences de résonance des modes propres de polarisation ne coïncident jamais, tout en bénéficiant d'un gain Brillouin maximum pour un de ceux-ci.

Une analyse similaire à celle développée aux paragraphes précédents montre que, pour un anneau comportant une deuxième épissure à $\theta_2 = 90^\circ$, dont la position est exactement à l'opposé de l'anneau ($L_2 = L_1 - L/2$), les modes propres de polarisation sont linéaires et correspondent aux axes de la fibre. Leurs constantes de propagation sont identiques, car tous deux empruntent l'axe "rapide" sur la moitié de l'anneau et l'axe "lent" sur l'autre moitié. Ainsi ce résonateur est quasi-stable, car insensible à une variation uniforme de la biréfringence sur tout l'anneau, due par exemple à une fluctuation globale de la température de celui-ci.

Le recouvrement de polarisation est maximum, $\bar{\eta}_{PI} = 1$, puisque les modes propres de polarisation sont linéaires tout au long de l'anneau, ce qui permet au mode propre de polarisation emprunté par l'onde Stokes se propageant en sens inverse d'être partout aligné sur la polarisation de la pompe. Cependant, le gain Brillouin n'est que proche du maximum car le décalage Brillouin n'est pas rigoureusement identique pour les deux axes de la fibre.

• **Résumé des caractéristiques des anneaux à biréfringence linéaire**

Les caractéristiques des différents anneaux à biréfringence linéaire étudiés sont reportées en Figure 5-5.


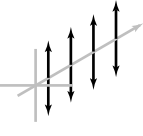
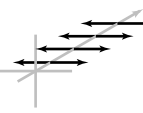
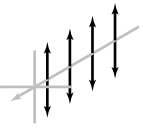
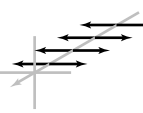






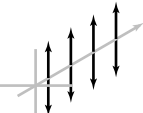
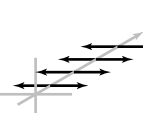
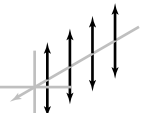
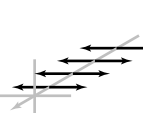
Type d'anneau	Onde de pompe	Onde Stokes
 <p>Fibre Hi-Bi $\theta=0^\circ$ Modes propres de polarisation linéaires $\bar{\eta}_p=1$</p>	<p>$e^{-i\beta_1 L}$</p>  <p>$\bar{\eta}_p=1$</p> <p>$e^{-i\beta_2 L}$</p>  <p>$\bar{\eta}_p=1$</p>	 <p>$\bar{\eta}_p=1$</p> 
 <p>Fibre Hi-Bi $\theta=90^\circ$ Modes propres de polarisation à 45° et stables $\bar{\eta}_p=1/2$</p>	<p>$e^{-i\beta L}$</p>  <p>45°</p> <p>$\bar{\eta}_p=1/2$</p> <p>$-e^{-i\beta L}$</p>  <p>45°</p> <p>$\bar{\eta}_p=1/2$</p> <p>$\bar{\eta}_p=1/2$</p> <p>$\bar{\eta}_p=1/2$</p>	 <p>45°</p>  <p>45°</p>
 <p>Fibre Hi-Bi $\theta_2=90^\circ$ $\theta_1=90^\circ$ Modes propres de polarisation linéaires et quasi-stables $\bar{\eta}_p=1$</p>	<p>$e^{-i\beta L}$</p>  <p>$\bar{\eta}_p=1$</p> <p>$-e^{-i\beta L}$</p>  <p>$\bar{\eta}_p=1$</p>	 <p>$\bar{\eta}_p=1$</p> 

Figure 5-5: Caractéristiques et synthèse des différents anneaux à biréfringence linéaire

5.1.2.L'anneau à biréfringence circulaire

Toute déformation mécanique de la fibre engendre une modification de ses propriétés diélectriques par effet élasto-optique. La variation de l'indice de réfraction créée de cette façon est bien plus faible que celle engendrée dans les fibres à maintien de polarisation, mais elle peut tout de même atteindre 10^{-5} . Puisque l'anisotropie de la silice dépend du tenseur des contraintes qui lui est appliqué, la biréfringence induite est spécifique selon la nature de la déformation subie par la fibre.

Une courbure de la fibre induit une traction sur sa partie extérieure et une compression sur sa partie intérieure. La combinaison de ces forces s'accompagne d'une contrainte en compression du deuxième ordre, orientée dans la direction du rayon de courbure, perpendiculairement à l'axe de la fibre. Cette contrainte perpendiculaire induit une biréfringence

linéaire dont l'intensité est inversement proportionnelle au carré du rayon de courbure et dont l'axe se trouve dans le plan de la courbure [5]. Utilisant ce principe, il est facile de réaliser un contrôleur de polarisation tout fibre en réalisant trois boucles successives orientables indépendamment et ayant chacune une biréfringence linéaire de $\lambda/4$, $\lambda/2$ et $\lambda/4$, de façon à transformer n'importe quel état de polarisation en un état de polarisation défini.

Une torsion de la fibre selon son axe crée une contrainte de cisaillement qui ne produit pas de variation des indices de réfraction pour des états de polarisation linéaires, mais qui produit seulement une variation des indices de réfraction pour des états de polarisation circulaires. Elle engendre donc une biréfringence circulaire, dont l'intensité est proportionnelle à l'angle de torsion [6].

Un anneau à biréfringence circulaire peut aisément être réalisé à partir d'une fibre standard, à laquelle une torsion mécanique a été imposée. Puisque la biréfringence du coupleur ne peut être maîtrisée lors de sa fabrication, un contrôleur de polarisation est placé dans l'anneau, près de celui-ci, non-seulement pour compenser sa biréfringence, mais surtout pour agir sur les modes propres de polarisation de l'anneau. La description schématique de l'anneau à biréfringence circulaire est donnée en Figure 5-6. L'analyse de ses modes propres de polarisation développée ci-après et présentée dans un article [1], s'établira donc en fonction de la part de biréfringence linéaire introduite au niveau du coupleur. La longueur de fibre nécessaire à la confection du contrôleur de polarisation sera considérée comme négligeable par rapport à la longueur totale de l'anneau. Un tel anneau peut en principe aussi être réalisé à l'aide d'une fibre à haute biréfringence circulaire [7] (twisted Hi-Bi), cependant cette fibre présente, entre autres, une forte dépendance de sa biréfringence en fonction de sa température.

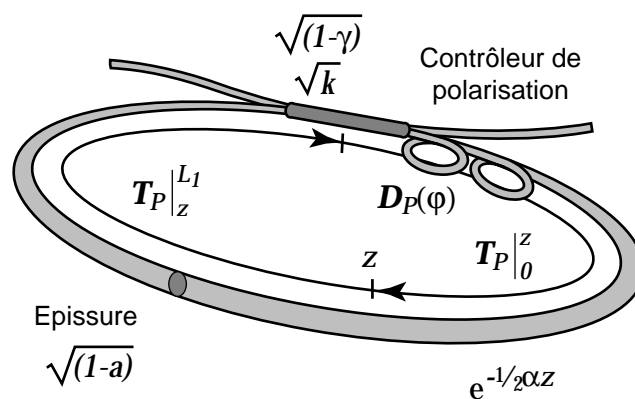


Figure 5-6: Description schématique du laser Brillouin en anneau à biréfringence circulaire dont les modes propres de polarisation seront étudiés en fonction de la biréfringence linéaire introduite au niveau du coupleur

La matrice \mathbf{M}_p de transmission sur un tour de l'anneau pour l'onde de pompe observée au point z et circulant dans le sens de l'axe z , est donnée par:

$$\mathbf{M}_p = \sqrt{1-\gamma} \sqrt{k} \sqrt{1-a} e^{-1/2\alpha L} e^{-i\beta L} \mathbf{T}_p \Big|_0^z \mathbf{D}_p(\varphi) \mathbf{T}_p \Big|_z^L \quad (5.1.19)$$

où

$$\mathbf{T}_p \Big|_{z_1}^{z_2} = \begin{bmatrix} \cos(-\beta_1(z_2 - z_1)) & -\sin(-\beta_2(z_2 - z_1)) \\ \sin(-\beta_1(z_2 - z_1)) & \cos(-\beta_2(z_2 - z_1)) \end{bmatrix} \quad (5.1.20)$$

$$\mathbf{D}_p(\varphi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{bmatrix} \quad (5.1.21)$$

où φ est le retard de phase entre les axes de biréfringence linéaire à l'endroit du coupleur, β_1 et β_2 les constantes de propagation le long de la fibre pour deux états de polarisation circulaire droit et gauche respectivement par rapport au système d'axes, les autres notations ayant déjà été définies précédemment.

En utilisant $\Delta\beta = (\beta_1 - \beta_2)/2$ et $\beta = (\beta_1 + \beta_2)/2$, on trouve:

Matrice de transmission sur un tour d'un anneau à biréfringence circulaire

$$\mathbf{M}_p = \sqrt{k k_r} e^{-i\beta L} \begin{bmatrix} \cos(\Delta\beta z) \cos(\Delta\beta(L-z)) - \sin(\Delta\beta z) \sin(\Delta\beta(L-z)) e^{-i\varphi} \\ \sin(\Delta\beta z) \cos(\Delta\beta(L-z)) + \cos(\Delta\beta z) \sin(\Delta\beta(L-z)) e^{-i\varphi} \\ -\sin(\Delta\beta z) \cos(\Delta\beta(L-z)) e^{-i\varphi} - \cos(\Delta\beta z) \sin(\Delta\beta(L-z)) \\ \cos(\Delta\beta z) \cos(\Delta\beta(L-z)) e^{-i\varphi} - \sin(\Delta\beta z) \sin(\Delta\beta(L-z)) \end{bmatrix} \quad (5.1.22)$$

- **Biréfringence linéaire nulle au coupleur: $\varphi = 0$**

Pour l'onde de pompe, les valeurs propres de la matrice \mathbf{M}_p de transmission sur un tour de l'anneau, ainsi que leurs vecteurs propres associés, sont:

$$\sqrt{k k_r} e^{-i\beta_1 L} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (5.1.23)$$

$$\sqrt{k k_r} e^{-i\beta_2 L} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (5.1.24)$$

Les modes propres de polarisation correspondent à des polarisations circulaires restant inchangées le long de l'anneau, et dont les constantes de propagation sont données, bien sûr, par la biréfringence circulaire de la fibre.

Toujours selon le même système d'axes, la matrice \mathbf{M}_S de transmission sur un tour de l'anneau pour l'onde Stokes se propageant en sens inverse est donnée par $\mathbf{G}(\mathbf{M}_P)^*$, et toujours sous l'hypothèse que le gain Brillouin n'influence pas la polarisation de l'onde Stokes et que la biréfringence de l'anneau est identique à la fréquence de l'onde de pompe et à celle de l'onde Stokes. Les valeurs propres ainsi que leurs vecteurs propres associés sont:

$$G_1 \sqrt{k k_r} e^{i\beta_1 L} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (5.1.25)$$

$$G_2 \sqrt{k k_r} e^{i\beta_2 L} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (5.1.26)$$

L'émission du laser Brillouin empruntera le mode propre de polarisation ayant la polarisation circulaire alignée sur celle de l'onde de pompe sur tout l'anneau, comme le montre la Figure 5-7. **Le recouvrement de polarisation $\bar{\eta}_{P2}$ est égal à 1 pour l'onde Stokes empruntant le mode propre de polarisation qui n'a pas la même constante de propagation que l'onde de pompe. La différence de fréquence entre l'onde de pompe et l'onde Stokes n'est donc pas égal à un nombre entier de FSR. Le recouvrement de polarisation $\bar{\eta}_{P1}$ est nul pour l'autre mode propre de polarisation.**

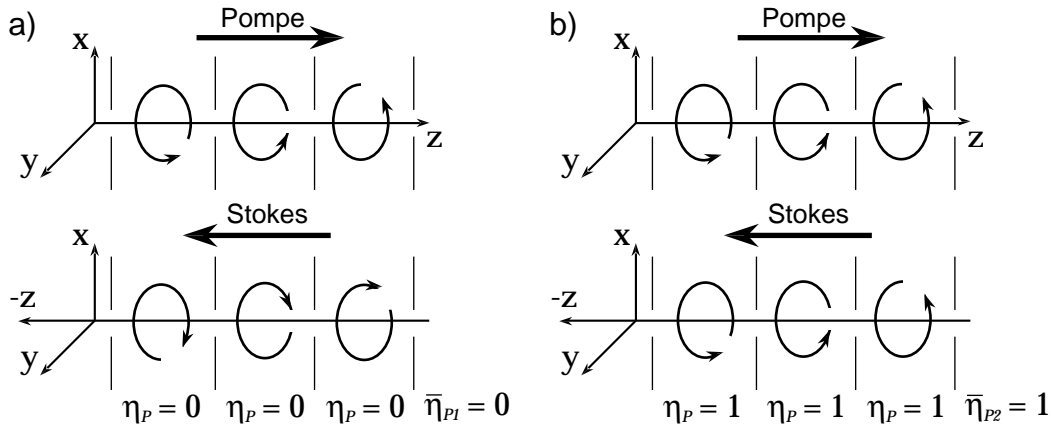


Figure 5-7: Modes propres de polarisation dans un anneau à biréfringence purement circulaire: a) le gain Brillouin est nul pour des modes propres de polarisation ayant des constantes de propagation identiques b) le gain Brillouin est maximum pour des modes propres de polarisation ayant des constantes de propagation différentes.

• **Biréfringence linéaire demi-onde au coupleur: $\varphi = \pi$**

Pour l'onde de pompe, les valeurs propres de la matrice M_p de transmission sur un tour de l'anneau, ainsi que leurs vecteurs propres associés sont:

$$\sqrt{k k_r} e^{-i\beta L} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} \sin(\Delta\beta(L/2 - z)) \\ -\cos(\Delta\beta(L/2 - z)) \end{pmatrix} \quad (5.1.27)$$

$$-\sqrt{k k_r} e^{-i\beta L} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} \sin(\Delta\beta(L/2 - z)) \\ \cos(\Delta\beta(L/2 - z)) \end{pmatrix} \quad (5.1.28)$$

Les modes propres de polarisation correspondent à des polarisations linéaires et orthogonales, mais tournant au cours de leur propagation le long de l'anneau, comme le décrit la Figure 5-8. Leurs constantes de propagation sont équivalentes en valeurs absolues, mais de signes opposés. Les fréquences de résonance des modes propres de polarisation de l'anneau sont donc toujours séparées par $1/2 FSR$, et ce indépendamment de la variation de la biréfringence circulaire de la fibre, due par exemple à une fluctuation locale de sa température.

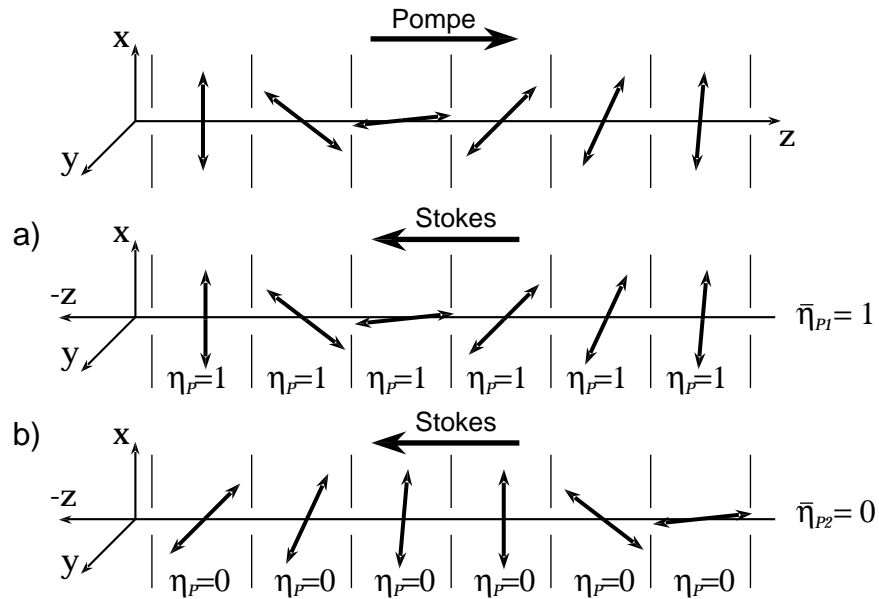


Figure 5-8: Modes propres de polarisation dans un anneau à biréfringence circulaire muni d'une lame demi-onde: a) le gain Brillouin est maximum pour le mode propre de polarisation aligné sur celui de la pompe et ayant la même constante de propagation b) le gain Brillouin est nul pour le mode propre de polarisation croisé par rapport à celui de la pompe.

La matrice \mathbf{M}_S de transmission sur un tour de l'anneau pour l'onde Stokes est toujours donnée par $\mathbf{G} (\mathbf{M}_p)^*$. Les valeurs propres ainsi que leurs vecteurs propres associés sont:

$$G_1 \sqrt{k k_r} e^{i\beta L} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} \sin(\Delta\beta(L/2 - z)) \\ -\cos(\Delta\beta(L/2 - z)) \end{pmatrix} \quad (5.1.29)$$

$$-G_2 \sqrt{k k_r} e^{i\beta L} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} \sin(\Delta\beta(L/2 - z)) \\ \cos(\Delta\beta(L/2 - z)) \end{pmatrix} \quad (5.1.30)$$

Les modes propres de polarisation étant identiques quel que soit le sens de propagation, **l'émission du laser Brillouin empruntera le mode propre de polarisation ayant la même constante de propagation que la pompe. Sa polarisation est alignée sur celle de la pompe tout au long de l'anneau, et présente donc un recouvrement de polarisation η_{P1} égal à 1. Le gain Brillouin est nul pour l'autre mode propre de polarisation.**

- **Biréfringence linéaire quelconque au coupleur: $0 \leq \varphi \leq \pi$**

Quelle que soit la forme du mode propre de polarisation, elle n'est pas modifiée par la biréfringence circulaire, mais ne fait que tourner lors de sa propagation le long de l'anneau. Cependant, pour une polarisation circulaire, le gain Brillouin est alloué au mode propre de polarisation n'ayant pas la même constante de propagation que celui emprunté par la pompe, tandis que pour une polarisation linéaire, il est dirigé vers le mode propre de polarisation ayant la même contante de propagation. Puisqu'un mode propre de polarisation elliptique peut être décomposé en une polarisation linéaire et une polarisation circulaire, le gain Brillouin est réparti selon le rapport de cette décomposition sur les deux modes de l'anneau. Comme ce rapport est constant sur tout l'anneau, **le recouvrement de polarisation η_{P2} pour le mode propre de polarisation ayant une contante de propagation différente de celle de la pompe est égal à $\cos^2(\varphi)$, tandis que η_{P1} vaut $\sin^2(\varphi)$ pour le mode propre de polarisation ayant la même contante de propagation que la pompe.**

- **Anneau composé de deux fibres d'égale longueur ayant des biréfringences purement circulaires, mais opposées.**

Pour certaines applications, notamment la réalisation d'un capteur de courant électrique à fibre, il serait utile de disposer d'un anneau stable, dont les fréquences de résonance des modes propres de polarisation ne coïncident jamais, tout en bénéficiant de modes propres de polarisation circulaire tout au long de l'anneau.

Un tel anneau peut être construit en utilisant un coupleur à fibre standard muni de fibres amorces d'égale longueur, et dont l'épissure joignant ces deux fibres à été tournée sur son axe afin de leur imprimer une torsion inverse. Une analyse similaire à celle faite aux paragraphes

précédents montre que les modes propres de polarisation d'un tel anneau sont circulaires et que leurs constantes de propagation sont identiques, au signe près, car tous deux subissent une "avance" de phase sur la moitié de l'anneau et un "retard" de phase équivalent sur l'autre moitié. Ainsi ce résonateur est quasi-stable, car il reste insensible à une variation uniforme de la biréfringence circulaire sur tout l'anneau, due par exemple à une fluctuation globale de la température. **Puisque les modes propres de polarisation sont circulaires tout au long de l'anneau, le gain Brillouin est maximum pour le mode propre de polarisation n'ayant pas la même constante de propagation que celui emprunté par l'onde de pompe.**

• **Résumé des caractéristiques des anneaux à biréfringence circulaire**

Les caractéristiques des différents anneaux à biréfringence circulaire étudiés sont reportées en Figure 5-9. Le parallèle avec la Figure 5-5 des caractéristiques des anneaux à biréfringence linéaire est immédiat. Notons tout de même que contrairement à la biréfringence linéaire, la biréfringence circulaire n'altère pas la forme de l'état de polarisation circulant le long de la fibre. Le recouvrement de polarisation ne dépend que de l'ellipticité du mode propre de polarisation et est donc identique en tout point de l'anneau.







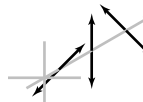

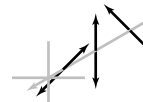

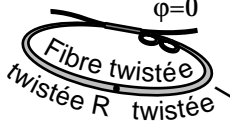




Type d'anneau	Onde de pompe	Onde Stokes
$\varphi=0$  Fibre twistée Modes propres de polarisation circulaires $\bar{\eta}_p=1$	$e^{-i\beta_1 L}$  $e^{-i\beta_2 L}$ 	$\bar{\eta}_p=1$  $\bar{\eta}_p=1$ 
$\varphi=\pi$  Fibre twistée Modes propres de polarisation linéaires et stables $\bar{\eta}_p=1$	$e^{-i\beta L}$  $-e^{-i\beta L}$ 	$\bar{\eta}_p=1$  $\bar{\eta}_p=1$ 
$\varphi=0$  Fibre twistée twistée R Modes propres de polarisation circulaires et quasi-stables $\bar{\eta}_p=1$	$e^{-i\beta L}$  $-e^{-i\beta L}$ 	$\bar{\eta}_p=1$  $\bar{\eta}_p=1$ 

Figure 5-9: Caractéristiques et synthèse des différents anneaux à biréfringence circulaire

5.1.3. L'anneau à biréfringence quelconque

Les fabricants prennent un soin particulier pour minimiser la biréfringence intrinsèque des fibres utilisées pour les télécommunications puisqu'elle représente une limitation fondamentale de la bande passante du signal transmis sur de longues distances. Ainsi, sur une section droite de fibre standard, la longueur de battement induite par la biréfringence résiduelle est de quelques dizaines de mètres. Cependant, ces fibres restent évidemment sensibles à l'effet élasto-optique, si bien que la biréfringence induite par les contraintes mécaniques représente généralement la composante majeure de la biréfringence totale.

Le recouvrement de polarisation dans un anneau à fibre standard peut être estimé, en fonction de la déformation imprimée à la fibre, par analogie avec les analyses des modes propres de polarisation d'anneaux à biréfringence connue faites aux paragraphes précédents. Puisque la température a une grande influence sur les lasers Brillouin en anneau, il est indispensable de la contrôler. Les anneaux sont donc généralement bobinés et placés dans des enceintes de petites tailles.

- Si le bobinage a été effectué avec soin, en prenant bien garde de ne pas imprimer de torsion à la fibre, l'anneau présente une biréfringence majoritairement linéaire. Le recouvrement de polarisation $\bar{\eta}_p$ est généralement proche de 1, mais peut descendre jusqu'à 1/2 en fonction de la biréfringence circulaire résiduelle du coupleur ou de l'épissure. L'anneau décrit au paragraphe 4.2.1, utilisé pour la génération de multiples ondes Stokes, présente malgré ses 30 m de fibre standard bobiné sur un diamètre de 5 cm, un gain Brillouin linéique moyen \bar{g}_B valant près de 90 % du gain maximum g_B .
- Si le bobinage est fait sans précaution particulière, les torsions de la fibre lors de cette opération induisent une biréfringence circulaire, certes plus faible que la biréfringence linéaire, mais distribuée le long de l'anneau. Le recouvrement de polarisation $\bar{\eta}_p$ est alors environ égal à 3/4, car les modes propres de polarisation passent alternativement le long de l'anneau par un état aligné sur l'axe de la biréfringence, $\bar{\eta}_p = 1$, à un état aligné à 45° par rapport à cet axe, $\bar{\eta}_p = 1/2$. L'anneau décrit au paragraphe 4.2.2 a été soudé d'abord, et bobiné par après pour entrer dans un support thermostaté de 6 x 14 cm. Des torsions de la fibre étant ainsi inévitables, cet anneau devrait monter un gain linéique moyen égal aux 3/4 de g_B . Le fait qu'il ne présente qu'un gain $\bar{g}_B = 2/3 g_B$ à la température où son seuil est minimal est certainement dû à la répartition non uniforme de la torsion le long de l'anneau.
- Si la biréfringence de l'anneau n'est pas dominée par le bobinage de la fibre, et que l'on admet que les modes propres de polarisation passent par tous les états de polarisation, sans préférence, le recouvrement de polarisation $\bar{\eta}_p$ est de 2/3. En effet, sur l'espace à trois dimensions de la sphère de Poincaré, seule la composante circulaire

de la polarisation induit un gain Brillouin pour le mode propre de polarisation n'ayant pas la même constante de propagation. La répartition du gain Brillouin selon ce rapport a clairement été démontrée pour de longues sections de fibre [8], mais elle est difficile à mettre en évidence sur des anneaux de quelques dizaines de mètres seulement.

Dans tous les cas, le recouvrement de polarisation ne peut être inférieur à $1/2$, car il se répartit entièrement sur les deux modes propres de polarisation, et l'émission laser emprunte le mode de polarisation ayant le plus fort gain Brillouin.

5.2. Mesure sur un anneau à biréfringence circulaire

La réalisation d'un anneau à biréfringence circulaire ne représente pas qu'une pure facétie utilisée pour prouver la validité de la théorie développée aux paragraphes précédents, mais elle constitue la pièce maîtresse permettant de construire un capteur de courant électrique résonant, qu'il soit passif, ou à effet Brillouin comme celui décrit dans le dernier chapitre de ce mémoire de thèse. Le dispositif schématisé en Figure 5-10 a permis de réaliser les premières mesures de gain Brillouin en fonction des modes propres de polarisation sur un anneau à biréfringence circulaire [1].

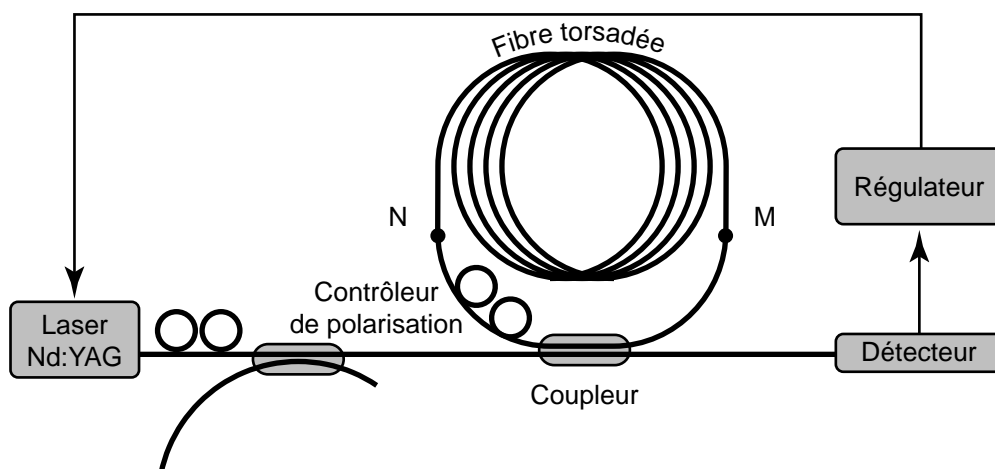


Figure 5-10: Dispositif de mesure réalisé autour de l'anneau à biréfringence circulaire composé d'une fibre standard torsadée entre les points M et N, d'un coupleur de taux 5/95 % et d'un contrôleur de polarisation.

L'anneau à biréfringence circulaire est constitué de 18 m de fibre standard torsadée à raison de 20 tours/m. La biréfringence circulaire est telle qu'il suffit d'une vingtaine de centimètres pour déphaser de 2π deux polarisations circulaires inverses. Le retard de phase introduit par la biréfringence linéaire résiduelle sur toute la fibre est de moins de 15° . Les extrémités de cette fibre (points M et N de la Figure 5-10) sont soudées à celles du coupleur dont un des bras est muni d'un contrôleur de polarisation. Les caractéristiques de l'anneau ainsi constitué sont répertoriées dans le Tableau 5.2.1.

Grandeurs mesurées		Grandeurs calculées	
Finesse	64	k	94.74 %
$\frac{I_{out_res}}{I_{in}}$	1 %	k_r	95.62 %
L	21.4 m	FSR	9.52 MHz
		$\Delta\nu_C$	148 kHz
I_{thS1}	687 μ W	I_{thS2}	2.65 mW
I_{outS1}	992 μ W	η	30 %
A_{eff}	$\pi (4.82 \mu\text{m})^2$	\bar{g}_B	$2.17 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{W}$

Tableau 5.2.1: Caractéristiques de l'anneau à biréfringence circulaire

Notons que l'intervalle spectral libre de l'anneau est bien plus faible que la largeur de la courbe de gain Brillouin, environ égale à 37 MHz. La variation du gain Brillouin sur un tour de l'anneau peut donc être considéré comme uniquement due au recouvrement des polarisations entre l'onde de pompe et l'onde Stokes.

Le contrôleur de polarisation est dans un premier temps réglé de manière à obtenir un seuil Brillouin minimal. Une fois ce réglage effectué, la rotation de la lame demi-onde du contrôleur de polarisation à l'intérieur de l'anneau induit une variation continue de la biréfringence linéaire vue par les modes propres de l'anneau. La variation du seuil laser Brillouin en fonction de la position de la lame demi-onde est reportée en Figure 5-11.

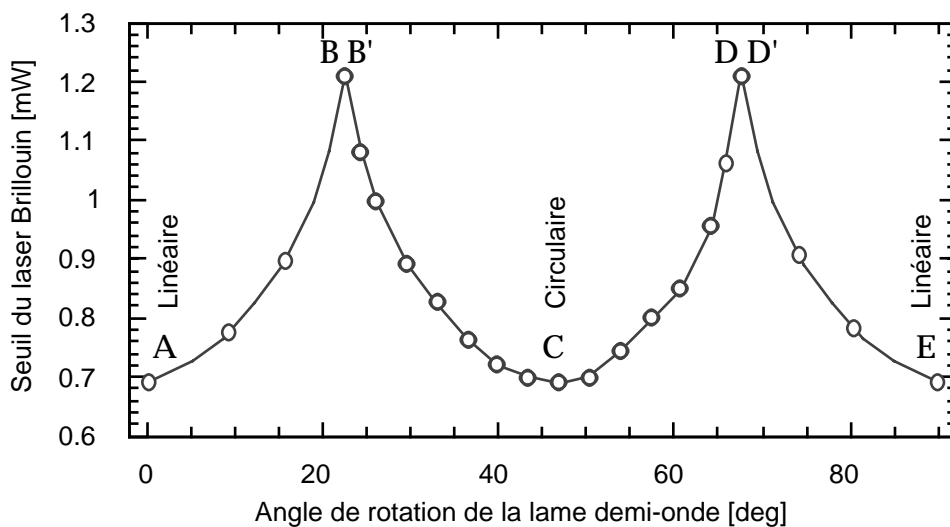


Figure 5-11: Variation du seuil laser Brillouin due au recouvrement des polarisations entre l'onde de pompe et l'onde Stokes dans un anneau à biréfringence circulaire.

Le seuil laser est minimum lorsque les modes propres de polarisation sont soit linéaires (points A et E), soit circulaires (points C). La discrimination entre ces deux cas peut se faire en mesurant l'intervalle de fréquence entre les modes propres de polarisation, qui doit toujours être égal à $1/2 FSR$ si ceux-ci sont linéaires, et dépendant de la biréfringence de l'anneau s'ils sont circulaires, comme le montre la Figure 5-12.

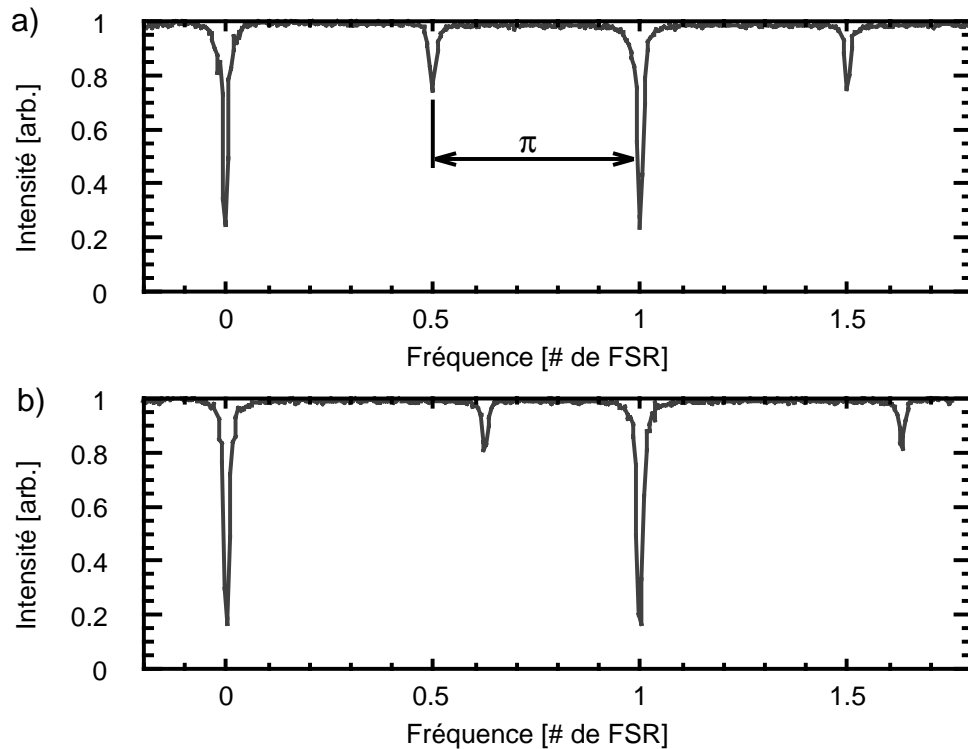


Figure 5-12: Fonction de transfert de l'anneau à biréfringence circulaire a) lorsque les modes propres de polarisation sont linéaires, leur différence de fréquence vaut toujours $1/2 FSR$. b) lorsque les modes propres de polarisation sont circulaires, leur différence de fréquence dépend de la biréfringence circulaire totale de l'anneau.

La rotation de la lame demi-onde fait varier la répartition du gain Brillouin envers les deux modes propres de polarisation que peut emprunter l'onde Stokes. Aux points B-B' et D-D' de la Figure 5-11, les deux modes propres de polarisation ont exactement le même gain Brillouin. L'émission laser change de mode propre de polarisation et son état de polarisation saute à l'état orthogonal, c'est-à-dire à la position diamétralement opposée sur la sphère de Poincaré comme le montre la Figure 5-13. Ce saut s'accompagne aussi d'un changement de la fréquence d'émission du laser Brillouin.

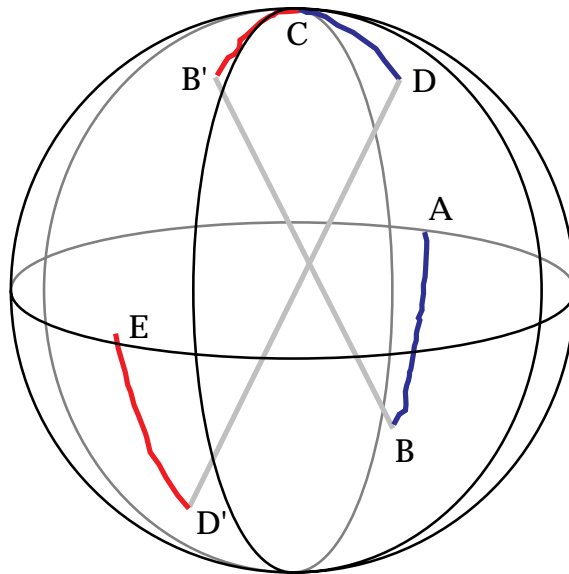


Figure 5-13: *Mesure de l'excursion de polarisation de l'émission du laser Brillouin lors de la rotation de la lame demi-onde du contrôleur de polarisation incluse dans l'anneau à biréfringence circulaire. En conformité avec la Figure 5-11, l'émission laser saute au mode propre de polarisation orthogonal entre les points B-B' et D-D'*

Remarquons que le seuil laser minimum (points A, C et E) sur la Figure 5-11 ne correspond pas exactement à la moitié du seuil Brillouin maximum (points B-B' et D-D') comme ce devrait être théoriquement le cas. En effet, aux points B-B' et D-D', il est certain que le recouvrement de polarisation est exactement réparti à raison de 1/2 envers chaque mode propre de polarisation, mais aux points A, C et E, le recouvrement de polarisation n'est pas égal à 1 sur tout l'anneau, car la biréfringence n'est pas circulaire sur la portion non négligeable de l'anneau comprenant le coupleur et le contrôleur de polarisation. Pour retrouver le gain Brillouin g_B de la fibre utilisée grâce à l'expression du seuil laser (4.1.5), il faut utiliser la valeur du seuil mesurée au point B-B' ou D-D'.

Les mesures effectuées sur cet anneau à biréfringence circulaire sont en parfait accord avec le développement théorique de ce chapitre. Elles illustrent parfaitement l'importance de l'analyse des modes propres de polarisation dans un laser Brillouin en anneau. Une faible variation de la biréfringence à l'intérieur de l'anneau peut changer du simple au double, la valeur de la puissance du seuil laser ou de la plage de fonctionnement sans saut de mode. L'analyse des modes propres de polarisation permet non seulement une modélisation fidèle de l'interaction Brillouin dans un laser en anneau, mais s'avère indispensable pour concevoir des capteurs actifs ou passifs basés sur une configuration en anneau à fibre.

Références du chapitre 5

- [1] A. Küng, L. Thévenaz and Ph. A. Robert, "Polarisation analysis of Brillouin scattering in a circularly birefringent fiber ring resonator", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, No. 5, pp. 1-5, May 1997
- [2] K. Hotate, "Polarization problem and countermeasures in passive/active resonator fiber optic gyros", *Fiber Optic and Laser Sensors XII*, SPIE, Vol. 2292, pp. 227-239, 1994.
- [3] G. A. Sanders, R. B. Smith and G. F. Rouse, "Novel polarization-rotating fiber resonator for rotation sensing applications, *Fiber Optic and Laser Sensors VII*, SPIE, Vol. 1169, pp. 373-381, Boston, September 1989.
- [4] K. Hotate and Y. Tanaka, "Analysis on state of polarisation of stimulated Brillouin scattering in an optical fiber ring-resonator", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 13, No. 3, pp. 384-390, March 1995.
- [5] Zhanbing Ren, "Capteur de courant par effet magnétooptique dans une fibre optique monomode", Thèse No. 828, ch 2, pp. 9-14, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, mars 1990.
- [6] R. Ulrich and A. Simon, "Polarization optics of twisted single mode fibers", *Applied Optics*, vol. 18, pp. 2241-2251, 1979.
- [7] L. Li, J. R. Qian and D. N. Payne, "Current sensors using highly birefringent bow-tie fibers", *Electronics Letters*, Vol. 22, pp. 1142-1144, 1986.
- [8] Marc Niklès, "La diffusion Brillouin dans les fibres optiques: étude et application aux capteurs distribués", Thèse No 1674, ch.IV, pp. 69-77, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, 1997.

6. La stabilité et le bruit de l'émission du laser Brillouin



La fréquence de l'émission laser satisfait à la condition de résonance imposée par la cavité. Elle s'adapte donc en permanence à tout changement de la longueur ou de l'indice de réfraction de l'anneau comme par exemple, lors d'un changement de température dont l'influence a été quantifiée au chapitre 4.

Mais l'indice de réfraction se modifie aussi sous la présence des ondes optiques elles-mêmes en raison de l'effet Kerr, et de la dispersion dépendant du gain et des pertes de l'interaction Brillouin, exprimée par les relations de Kramers-Kronig. Sous ces deux effets, la fréquence de l'émission Brillouin diffère quelque peu de la fréquence de résonance donnée par l'anneau "froid".

Après avoir identifié les différentes sources de bruits possibles, le mécanisme permettant au laser Brillouin d'exhiber une cohérence exceptionnelle sera étudié et des valeurs limites de sa largeur de raie seront proposées. La mesure du battement entre deux ondes Stokes viendra finalement étayer ces explications.



La fréquence de l'émission laser est essentiellement gouvernée par la condition de résonance imposée par la cavité. Elle s'adaptera donc en fonction de toute variation imposée à son trajet dans l'anneau par le biais de la longueur du chemin optique, soit par le biais des paramètres n et L . Beaucoup de grandeurs extérieures sont susceptibles de varier cet indice de

réfraction, comme par exemple la température, dont l'influence a été quantifiée au chapitre 4. En supposant que ce système composé de l'anneau Brillouin et de sa pompe soit isolé des perturbations extérieures, ce chapitre s'attachera à quantifier l'influence sur la fréquence de l'émission laser de grandeurs intérieures. En effet, l'indice de réfraction se modifie sous la présence du champ électromagnétique des ondes optiques elles-mêmes au travers de deux effets: l'effet Kerr et la dispersion dépendant du gain et des pertes de l'interaction Brillouin par les relations de Kramers-Kronig.

6.1. L'effet Kerr optique

La lumière étant une onde électromagnétique, le milieu dans lequel elle se propage réagit à sa présence par un champ de polarisation \mathbf{P} , tel que l'a introduit le chapitre 1 (1.2.1):

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \mathbf{E} + 2 \mathbf{d} E^2 + 4 \chi^{(3)} E^3 + \dots = \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}^{NL} \quad (6.1.1)$$

L'effet Pockels, par symétrie, étant nul ($\mathbf{d} = 0$) dans le milieu amorphe, l'effet Kerr représente le premier terme de non-linéarité à prendre en considération pour une onde se propageant dans une fibre optique. La susceptibilité diélectrique du troisième ordre $\chi_{ijkl}^{(3)}$ est un tenseur à 4 dimensions contenant donc $3^4 = 81$ éléments. Mais heureusement, pour un milieu isotrope, seuls 21 de ces éléments sont non-nuls et tous sont reliés par 2 paramètres seulement, A et B [1]:

$$\mathbf{P}^{NL \text{ Kerr}} = 4 \chi^{(3)} E^3 = A (\mathbf{E} \mathbf{E}^*) \mathbf{E} + \frac{1}{2} B (\mathbf{E} \mathbf{E}) \mathbf{E}^* \quad (6.1.2)$$

Supposons dans un premier temps que le champ électrique résulte de la superposition de deux ondes optiques linéairement polarisées et parallèles, de fréquences ω_1 et ω_2 . Le tenseur $\chi_{ijkl}^{(3)}$ peut alors se réduire à un scalaire et la polarisation non-linéaire $\mathbf{P}^{NL \text{ Kerr}}$ est donnée par:

$$\mathbf{P}^{NL \text{ Kerr}} = 4 \chi^{(3)} \left[\frac{1}{2} (E(\omega_1) e^{i2\omega_1 t - \frac{n}{c}z} + E^*(\omega_1) e^{-i2\omega_1 t - \frac{n}{c}z}) + \frac{1}{2} (E(\omega_2) e^{i2\omega_2 t - \frac{n}{c}z} + E^*(\omega_2) e^{-i2\omega_2 t - \frac{n}{c}z}) \right]^3 \quad (6.1.3)$$

En décomposant pour ne garder que les termes d'intérêt aux fréquences ω_1 et ω_2 :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{NL \text{ Kerr}}(\omega_1) &= \frac{4}{8} \chi^{(3)} [6 |E(\omega_1)|^2 E(\omega_1) e^{i2\omega_1 t - \frac{n}{c}z} + 12 |E(\omega_2)|^2 E(\omega_1) e^{i2\omega_1 t - \frac{n}{c}z}] \\ \mathbf{P}^{NL \text{ Kerr}}(\omega_2) &= \frac{4}{8} \chi^{(3)} [12 |E(\omega_1)|^2 E(\omega_2) e^{i2\omega_2 t - \frac{n}{c}z} + 6 |E(\omega_2)|^2 E(\omega_2) e^{i2\omega_2 t - \frac{n}{c}z}] \end{aligned} \quad (6.1.4)$$

Utilisant les définitions de n et χ , ainsi que les relations liant leur dérivée, la variation d'indice de réfraction n dû à l'effet Kerr est donnée par:

$$\begin{aligned} n(\omega_1) &= \frac{\chi(\omega_1)}{2n} = \frac{P^{NLKerr}(\omega_1)}{\epsilon_0 E} = \frac{3}{c n^2} \chi^{(3)} [I_1 + 2 I_2] = n_2 [I_1 + 2 I_2] \\ n(\omega_2) &= \frac{\chi(\omega_2)}{2n} = \frac{P^{NLKerr}(\omega_2)}{\epsilon_0 E} = \frac{3}{c n^2} \chi^{(3)} [2 I_1 + I_2] = n_2 [2 I_1 + I_2] \end{aligned} \quad (6.1.5)$$

où I_1 et I_2 sont les intensités respectives des deux ondes considérées et où:

$$n_2 = \frac{3}{c n^2} \chi^{(3)} \quad (6.1.6)$$

De manière générale, l'indice de réfraction "vu" par une onde optique est donc deux fois plus affecté par les intensités des autres ondes optiques que par sa propre intensité; et ceci même pour des ondes de fréquence identique, mais séparées par leur direction de propagation.

Une démarche analogue peut être utilisée pour démontrer la dépendance en polarisation de l'effet Kerr en utilisant les deux coefficients A et B . Mais, l'amplitude relative de ceux-ci dépend de la nature du processus physique responsable de l'effet Kerr [1] (cf. Tableau 1.2.1). **La variation d'indice n^{circ} "vue" par une onde circulairement polarisée est inférieure ou égale à la variation d'indice n^{lin} "vue" par une onde linéairement polarisée. Leur rapport, ainsi que celui des coefficients A et B sont donnés en Tableau 6.1.1.**

Mécanisme physique	B/A	$\frac{B}{A - I_2 B}$	$\frac{n^{circ}}{n^{lin}}$
Electrostriction	0	0	1
Orientation moléculaire	6	-3	2/3
Polarisation électronique non-linéaire	1	2	1/4

Tableau 6.1.1: Coefficients de susceptibilité diélectrique du troisième ordre et sensibilité à la polarisation de l'effet Kerr pour un milieu isotrope en fonction du mécanisme physique incriminé

L'intensité de l'effet Kerr dû à l'électrostriction peut être déterminée en reprenant le développement commencé au chapitre 1 sur l'égalité entre la variation de l'énergie emmagasinée dans le condensateur électrique (1.2.7) et le travail de la pression électrostrictive (1.2.8):

$$W = \frac{1}{2} \int E^2 = -p_{el} \quad (6.1.7)$$

Pour annuler cette pression électrostrictive, le milieu réagit donc en se comprimant, ce qui peut s'exprimer à l'aide du module de compressibilité (1.1.5). Puis en utilisant la définition du coefficient électrostrictif (1.2.6), on trouve:

$$\frac{1}{2} E^2 = K \left(-\frac{\epsilon}{e} \right)^2 = \frac{K}{e^2} \epsilon^2 \quad (6.1.8)$$

La variation de susceptibilité diélectrique induite par électrostriction est alors donnée par:

$$\Delta \epsilon = -\frac{\epsilon^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{K}{e^2} E^2 \quad (6.1.9)$$

Le processus d'électrostriction fait intervenir un certain déplacement de matière. Si l'électrostriction est induite par une onde optique, ce déplacement n'intervient pas aussi rapidement que la variation du champ électrique de l'onde, et l'effet est alors proportionnel à la valeur moyenne du carré du champ électrique. Il faut donc remplacer E^2 par $\overline{E^2} = \frac{1}{2} |E|^2$. Dans le cas de l'effet Kerr auto-induit $P^{NLKerr} = 3 \epsilon^{(3)} |E|^2 E$, on trouve en identifiant avec (6.1.9):

$$\epsilon^{(3)électrostriction} = \frac{1}{3} \frac{K}{e^2} \quad (6.1.10)$$

Finalement, la part du coefficient Kerr optique n_2 induit par électrostriction est alors donnée par:

Coefficient Kerr optique induit par le phénomène d'électrostriction

$$n_2^{électrostriction} = \frac{\epsilon^2}{4 K c^2 n^2} \quad (6.1.11)$$

La valeur du coefficient d'électrostriction ϵ d'une fibre optique est généralement déterminée par la mesure de la variation de l'indice en fonction d'une contrainte appliquée à la fibre [2]. Mais ce coefficient peut aussi être déduit de l'équation du gain Brillouin g_B (1.2.25). La valeur du module de compressibilité K est facilement déterminée en connaissant la vitesse des ondes acoustiques (1.1.7) donnée par le décalage Brillouin ω_B (1.1.12). L'expression de $n_2^{électrostriction}$ se résume alors à:

$$n_2^{électrostriction} = \frac{g_B}{4} \frac{B}{c} \quad (6.1.12)$$

où λ est la longueur d'onde et B la largeur du gain Brillouin. Il est pour la première fois possible de déterminer la valeur de l'effet Kerr induit par le phénomène d'électrostriction [3] grâce aux mesures précises des paramètres du gain Brillouin [4]. Les valeurs du coefficient Kerr induit par l'électrostriction ont été ainsi calculées pour les différentes fibres optiques répertoriées dans le Tableau 1.2.2 du chapitre 1 et reportées en Figure 6-1.

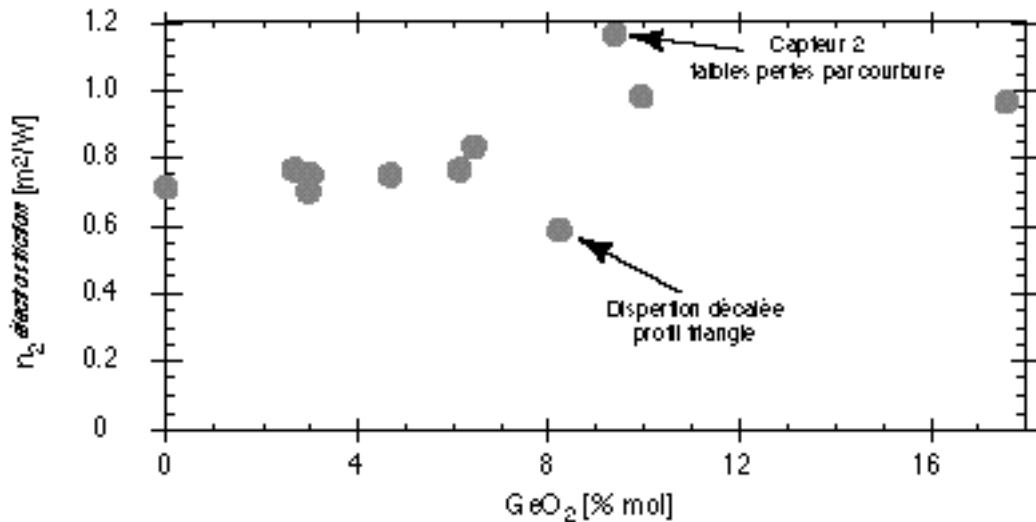


Figure 6-1: Coefficients Kerr optique induit par l'électrostriction calculés à l'aide des paramètres du gain Brillouin pour les différentes fibres optiques répertoriées dans le Tableau 1.2.2 du chapitre 1

Pour une fibre optique standard, la valeur ainsi calculée du coefficient Kerr optique induit par l'électrostriction est de $n_2^{\text{electrostriction}} = 0.69 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, soit une contribution de 23% au coefficient Kerr optique total, dont la valeur généralement admise est: $n_2 = 2.96 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. La principale contribution à l'effet Kerr provient donc de la polarisation moléculaire, l'influence de la polarisation électronique non-linéaire étant de deux ordres de grandeur plus faible (cf. Tableau 1.2.1). Des mesures [5] effectuées récemment par d'autres méthodes indiquent des contribution de 15% ou 17% à l'effet Kerr total, ce qui est tout-à-fait comparable.

Il est important de noter que les phonons se propageant dans le coeur de la fibre ont une vitesse différente de ceux se propageant dans le manteau. De ce fait, l'interaction Brillouin est presque exclusivement due aux phonons présents dans le coeur de la fibre. **Le coefficient $n_2^{\text{electrostriction}}$ déterminé en utilisant les paramètres du gain Brillouin doit donc encore être pondéré par le degré de recouvrement entre le mode acoustique et le mode optique. Dans ce cas, la valeur de $n_2^{\text{electrostriction}}$ d'une fibre standard est encore sous-estimée de près de moitié.** Ce fait semble corroboré par les valeurs respectivement faibles et importantes, obtenues pour la fibre à profil d'indice triangulaire, où l'intensité lumineuse est moins bien confiné sur la surface du coeur, ainsi que pour la fibre ayant de très faibles pertes induites par courbure, où le mode est presque uniquement confiné sur la surface du coeur.

La fréquence des phonons impliqués dans l'interaction Brillouin est de l'ordre de $\sim 12 \text{ GHz}$ à la longueur d'onde de 1.319 nm , ce qui correspond à des impulsions de $\sim 30 \text{ ps}$. Or, il est généralement admis que l'efficacité de l'électrostriction diminue fortement pour des impulsions inférieures à 1 ns [5]. Ces constatations ne sont cependant pas incompatibles car l'interaction Brillouin génère une onde acoustique longitudinale tandis que des impulsions

excitent essentiellement des ondes acoustiques transversalement à la fibre dont l'effet Kerr global est moyenné lorsque la longueur d'onde acoustique est inférieure au diamètre du coeur de la fibre.

Ces considérations tendent à montrer que dans une fibre optique, l'électrostriction devrait contribuer à près de 50% de l'effet Kerr optique total. En outre, la sensibilité de l'effet Kerr d'une fibre optique à la polarisation devrait être de $n_2^{circ}/n_2^{lin} = 5/6$ et devrait diminuer à $2/3$ lorsque le temps de réponse de l'électrostriction devient excessif.

6.1.1. L'effet Kerr dans l'anneau Brillouin

Même si les puissances de pompe à l'entrée d'un anneau Brillouin sont relativement faibles, celles circulant à l'intérieur de l'anneau leur sont supérieures de plus d'un ordre de grandeur. Il n'est pas surprenant que l'influence de l'effet Kerr puisse être important et tende à décaler vers des fréquences plus basses l'émission du laser Brillouin lorsque les différentes intensités circulant dans l'anneau augmentent. Cet écart en fréquence $\frac{\Delta \omega}{\omega}^{Kerr}$ par rapport au résonateur "froid" vu par chaque onde N circulant dans le résonateur se déduit facilement de l'équation (6.1.5) pour tout point de fonctionnement du laser. Pour des raisons de clarté, on supposera que toutes les ondes empruntent le même mode propre de polarisation, résultant en un coefficient de polarisation χ^{Kerr} identique pour chaque onde, où $5/6 < \chi^{Kerr} < 1$. Puisque l'effet Kerr est faible et que toutes les ondes ont des fréquences très voisines, on trouve finalement [6]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta \omega}{\omega}^{Kerr}_P &= - \frac{\chi^{Kerr} n_2}{n} (\bar{I}_P + 2\bar{I}_{S1} + 2\bar{I}_{S2} + \dots + 2\bar{I}_{SN}) \\
 \frac{\Delta \omega}{\omega}^{Kerr}_{S1} &= - \frac{\chi^{Kerr} n_2}{n} (2\bar{I}_P + \bar{I}_{S1} + 2\bar{I}_{S2} + \dots + 2\bar{I}_{SN}) \\
 \frac{\Delta \omega}{\omega}^{Kerr}_{S2} &= - \frac{\chi^{Kerr} n_2}{n} (2\bar{I}_P + 2\bar{I}_{S1} + \bar{I}_{S2} + \dots + 2\bar{I}_{SN}) \\
 &\vdots \\
 \frac{\Delta \omega}{\omega}^{Kerr}_{SN} &= - \frac{\chi^{Kerr} n_2}{n} (2\bar{I}_P + 2\bar{I}_{S1} + 2\bar{I}_{S2} + \dots + \bar{I}_{SN})
 \end{aligned} \tag{6.1.13}$$

En utilisant la définition de l'intensité critique I_C (4.1.4) pour normaliser les différentes intensités circulantes, on trouve que l'écart en fréquence dû à l'effet Kerr est inversement proportionnel à la longueur de l'anneau et proportionnel au $\ln(k/k_p)$. Logiquement donc, pour s'affranchir au maximum de l'effet Kerr, il faut choisir un anneau long et de bonne finesse afin de bénéficier d'un seuil bas pour diminuer au maximum les intensités circulantes. Notons cependant que la valeur $\frac{\Delta \omega}{\omega}^{Kerr} / FSR$ pouvant traduire la sensibilité relative à l'effet Kerr, est indépendante de la longueur de l'anneau. Le calcul de l'écart de fréquence dû à l'effet Kerr est donné en Figure 6-2, pour le cas de l'anneau ayant un faible seuil laser décrit en section 4.2.1.

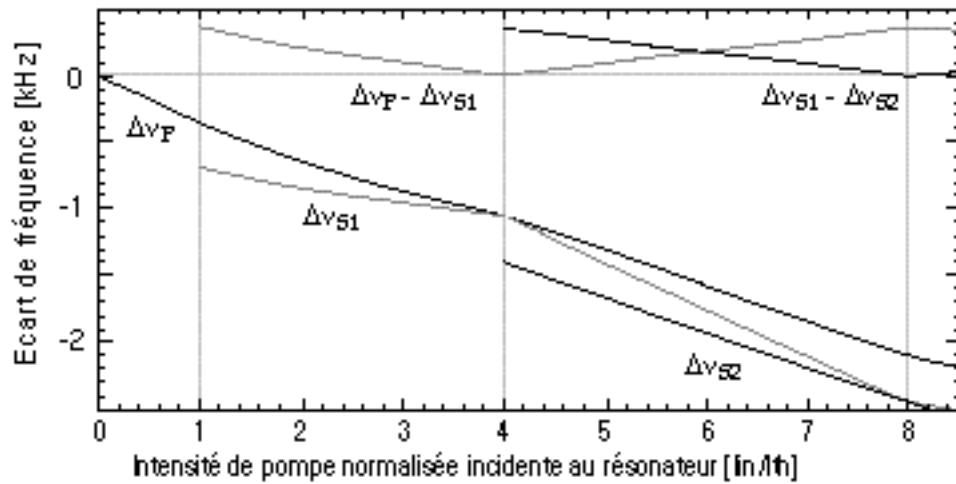


Figure 6-2: Calcul de l'écart en fréquence dû à l'effet Kerr pour le laser Brillouin ayant un faible seuil laser décrit à la section 4.2.1

Même dans un anneau de bonne finesse, ces décalages de fréquence dû à l'effet Kerr sont mesurables mais restent malgré tout faibles et le plus souvent négligeables face à l'influence des paramètres extérieurs tels que la température.

6.2. Le "mode pulling"

L'indice de réfraction n et l'absorption sont reliés à la susceptibilité diélectrique par :

$$n - i \frac{\chi''}{2k_0} = \sqrt{1 + \chi' + i \chi''} \quad (6.2.1)$$

où χ' et χ'' sont les parties réelles et imaginaires de la susceptibilité diélectrique. Pour un milieu ayant un faible gain ou une faible perte on trouve [7] :

$$n = 1 + \frac{\chi'}{2} \quad (6.2.2)$$

$$= -k_0 \chi'' \quad (6.2.3)$$

Tout gain ou perte agissant sur une onde électromagnétique s'apparente à la partie imaginaire de la susceptibilité diélectrique χ'' du milieu dans lequel elle se propage tandis que sa partie réelle χ' est reliée à l'indice de réfraction par la relation (6.2.2) et représente donc une phase de propagation additionnelle. Mais χ' et χ'' sont intimement liées par les relations de Kramers-Kronig (cf. section 1.2.2). Toute dépendance en fréquence du gain s'accompagne donc inévitablement d'une phase de propagation due à la variation apparente de l'indice de réfraction. **Si l'onde optique se propage dans une cavité et doit satisfaire à sa condition de résonance, cette phase additionnelle tend à rapprocher la fréquence de l'onde du sommet du gain ou de la perte, d'où le nom de "mode pulling".**

6.2.1. Le "mode pulling" dans l'anneau Brillouin

Dans un laser Brillouin en anneau, chaque onde circulant à l'intérieur de la cavité satisfait à la condition de résonance. Chacune d'elle subit en plus des pertes de propagation de la fibre, une perte proportionnelle à l'intensité de l'onde Stokes d'ordre supérieur, due au gain Brillouin qu'elle lui apporte. Mais chaque onde, sauf la pompe, subit aussi un gain Brillouin proportionnel à l'intensité de l'onde Stokes d'ordre inférieur grâce à laquelle elle est créée. Chaque onde subira un "mode pulling" qui dépend bien sûr de son décentrage par rapport à ce gain et/ou perte Brillouin, mais aussi de l'intensité de son "générateur" et de son "descendant" comme l'indique la Figure 6-3. Ce comportement est atypique pour un laser où généralement le gain est maintenu à saturation et les pertes sont constantes car dépendantes uniquement du résonateur.

Il est utile de rappeler que le contrôle de la température de l'anneau permet d'ajuster la position relative entre les modes de la cavité et la courbe de gain Brillouin (cf. section 4.1.8). Puisque le "mode pulling" est faible, l'écart $\Delta \nu_{SN}$ devrait être presque identique pour toutes les ondes; mais la dépendance du décalage Brillouin avec la longueur d'onde (1.1.12), ainsi que la dispersion éventuelle de la fibre ont un impact suffisant pour que l'écart $\Delta \nu_{SN}$ soit différent pour chaque onde Stokes. De plus, le mode pulling agissant d'une onde sur l'autre peut finir par s'accumuler pour finalement conduire la X -ième onde Stokes à manquer une résonance et emprunter la résonance suivante ou précédente comme le décrit la Figure 6-3. En fonction de la répartition de l'efficacité de mélange, l'émission peut même éventuellement sauter au mode propre de polarisation orthogonal.

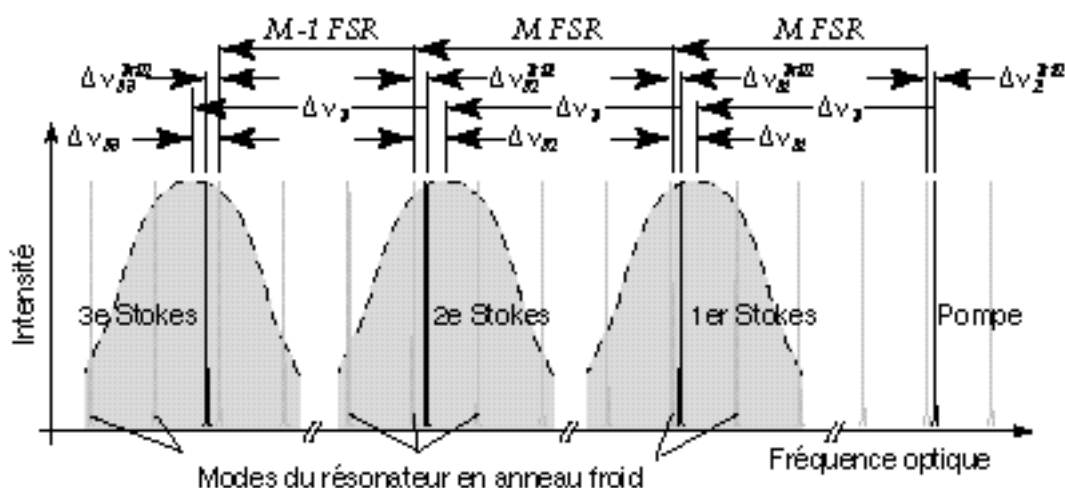


Figure 6-3: Description schématique du "mode pulling" dans un laser Brillouin en anneau

Le développement ci-après [8] considérera néanmoins que toutes les ondes empruntent le même mode propre de polarisation, ce qui assure un gain Brillouin moyen \dot{g}_B identique sur un tour de l'anneau pour toutes les ondes. En outre, le décentrage des résonances de l'anneau par rapport aux courbes de gain Brillouin sera considéré comme faible. Les équations différentielles (1.2.21) peuvent alors être réécrites pour chaque onde circulant dans le résonateur de la manière suivante:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{E_P} \frac{dE_P}{dz} &= -\mathcal{Z} - \frac{1}{2} \frac{P \dot{g}_B I_{S1}}{1 + i(2 \frac{SN}{B})} + 0 \\
 -\frac{1}{E_{S1}} \frac{dE_{S1}}{dz} &= -\mathcal{Z} - \frac{1}{2} \frac{P \dot{g}_B I_{S2}}{1 + i(2 \frac{SN}{B})} + \frac{1}{2} \frac{P \dot{g}_B I_P}{1 - i(2 \frac{SN}{B})} \\
 \frac{1}{E_{S2}} \frac{dE_{S2}}{dz} &= -\mathcal{Z} - \frac{1}{2} \frac{P \dot{g}_B I_{S3}}{1 + i(2 \frac{SN}{B})} + \frac{1}{2} \frac{P \dot{g}_B I_{S1}}{1 - i(2 \frac{SN}{B})} \\
 &\vdots \\
 (-1)^N \frac{1}{E_{SN}} \frac{dE_{SN}}{dz} &= -\mathcal{Z} - 0 + \frac{1}{2} \frac{P \dot{g}_B I_{SN-1}}{1 - i(2 \frac{SN}{B})}
 \end{aligned} \tag{6.2.4}$$

où SN est l'écart en fréquence entre le centre de la courbe de gain Brillouin et le mode du résonateur froid emprunté par l'onde Stokes d'ordre N , et où les autres variables correspondent à celles utilisées dans les chapitres précédents. Le signe négatif devant l'onde Stokes d'ordre impair montre qu'elle se propage en sens inverse à celui de la pompe.

La phase de propagation additionnelle $\frac{Brill}{N}$ responsable du "mode pulling" pour chaque onde, est obtenue par l'intégration de la partie imaginaire de la perte ou du gain Brillouin (1.2.26) sur la longueur de l'anneau. Considérant le décentrage de la fréquence des ondes Stokes face à la largeur de la courbe de gain Brillouin comme faible, le dénominateur $1 + (2 \frac{SN}{B})^2$ est proche de l'unité et l'on trouve:

$$\begin{aligned}
 \frac{Brill}{P} &= \frac{\dot{g}_B L}{B} (\bar{I}_{S1} \quad S1) \\
 \frac{Brill}{S1} &= \frac{\dot{g}_B L}{B} (\bar{I}_P \quad S1 + \bar{I}_{S2} \quad S2) \\
 \frac{Brill}{S2} &= \frac{\dot{g}_B L}{B} (\bar{I}_{S1} \quad S2 + \bar{I}_{S3} \quad S3) \\
 &\vdots \\
 \frac{Brill}{SN} &= \frac{\dot{g}_B L}{B} (\bar{I}_{SN-1} \quad SN)
 \end{aligned} \tag{6.2.5}$$

En utilisant la définition de la finesse (3.1.19) et celle de l'intensité critique I_C (4.1.4), les phases de propagation additionnelles sont reliées aux écarts de fréquence du "mode pulling":

$$\begin{aligned}
 \frac{Brill}{P} &= -\frac{c}{I_C} \left(\bar{I}_{S1} \quad S1 \right) \\
 \frac{Brill}{S1} &= -\frac{c}{I_C} \left(\bar{I}_P \quad S1 + \bar{I}_{S2} \quad S2 \right) \\
 \frac{Brill}{S2} &= -\frac{c}{I_C} \left(\bar{I}_{S1} \quad S2 + \bar{I}_{S3} \quad S3 \right) \\
 &\vdots \\
 \frac{Brill}{SN} &= -\frac{c}{I_C} \left(\bar{I}_{SN-1} \quad SN \right)
 \end{aligned}
 \tag{6.2.6}$$

où c est la largeur de la résonance de l'anneau et où les valeurs de SN pour chaque onde dépendent directement de l'effet Kerr et du "mode pulling" lui-même par:

$$SN = SN(0) + \left(\frac{Kerr}{N} - \frac{Kerr}{N-j} \right) + \left(\frac{Brill}{N} - \frac{Brill}{N-j} \right) + FSR$$

$$(j = -1, 0, 1)$$

$$\tag{6.2.7}$$

où $SN(0)$ est le décentrage des résonances et des courbes de gain donné par l'anneau passif, en dessous du seuil Brillouin. Le décentrage ne peut être de plus de $1/2 FSR$ sinon l'émission laser emprunte le mode de résonance adjacent ayant plus de gain. Il en résulte donc: $-0.5 FSR < SN < 0.5 FSR$, mais où il est possible de devoir ajouter ou soustraire un FSR à SN . La fréquence de l'émission laser satisfait à cette condition de résonance ainsi modifiée. La méthode itérative pour résoudre ce système d'équation est idéale car les décalages dû au "mode pulling" sont faibles et une seule itération suffit généralement.

Notons que pour un anneau de longueur L fixe, le mode pulling est d'autant plus faible que la largeur de la résonance est étroite, car le gain Brillouin pour atteindre un même point de fonctionnement y est plus faible.

L'exemple numérique présenté ci-après concerne l'anneau Brillouin ayant un faible seuil laser décrit en section 4.2.1. La fibre choisie pour cette cavité est de type standard et présente un décalage Brillouin B de 12.8 GHz et une dispersion d de 1.5 ps/nm/km à la longueur d'onde de 1319 nm correspondant à la longueur d'onde de la pompe. Cette très faible dispersion induit une différence de fréquence f de 290 Hz entre les M résonances séparant pompe et Stokes 1, et les M résonances séparant Stokes 1 et Stokes 2, déterminée par:

$$f_B - \frac{n}{n} = \frac{d}{n} \frac{B}{n}^2$$

$$\tag{6.2.8}$$

Le décalage Brillouin dépendant à la fois de l'indice et de la longueur d'onde (1.1.12), celui-ci diminue de 718 kHz pour chaque ordre Stokes. Donc si la résonance de l'onde Stokes

du premier ordre se trouve au centre de la courbe de gain, $s_{1(0)} = 0$, l'onde Stokes du deuxième ordre sera décentrée de $s_{2(0)} = 718 \text{ kHz} = 0.111 \text{ FSR}$, principalement dû à la variation du décalage Brillouin en fonction de la longueur d'onde. Le battement entre pompe et Stokes 1 reporté à la Figure 6-4 affiche alors une dissymétrie lorsque l'onde Stokes du deuxième ordre est générée, comme le montre l'équation (6.2.6) dès que $\bar{I}_{s_2} > 0$.

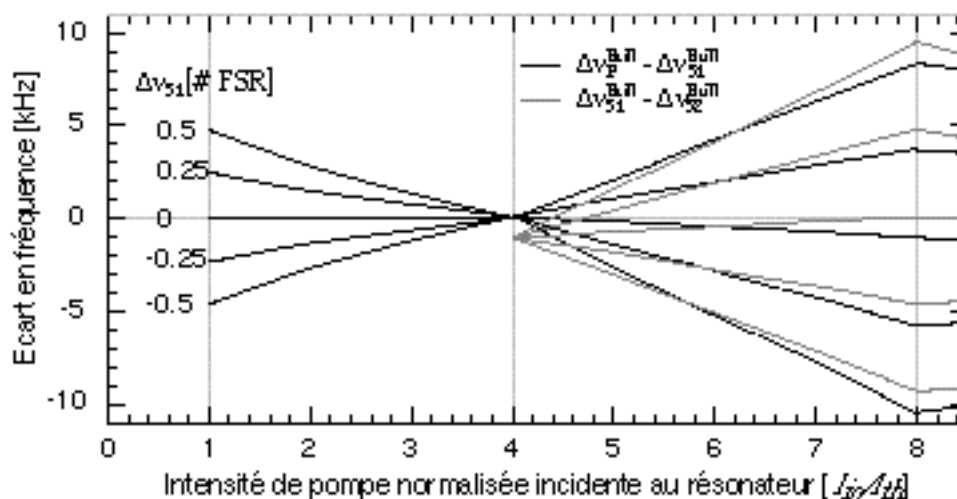


Figure 6-4: Calcul de l'écart en fréquence du battement entre pompe et Stokes 1 dû à l'effet Kerr et au "mode pulling" pour le laser Brillouin ayant un faible seuil laser décrit à la section 4.2.1

6.3. Le bruit de l'émission Brillouin

Si l'on considère que le système composé de l'anneau Brillouin et de sa pompe est isolé de l'extérieur, les seules sources de bruit possibles ne peuvent provenir que du laser de pompe, de son système de réglage permettant de le maintenir en résonance avec l'anneau, ou de l'anneau lui-même.

6.3.1. Les sources de bruit

L'onde de pompe incidente au résonateur est entachée d'un bruit de phase qui peut se reporter sur la phase de l'onde Stokes par l'intermédiaire des ondes acoustiques. Ce bruit de phase du laser de pompe est corrélé avec son bruit en intensité. Puisque l'effet Kerr ainsi que le "mode pulling" relie les intensités circulant dans l'anneau à la fréquence de l'émission Brillouin, ce bruit sur l'intensité du laser de pompe peut se transformer en un bruit en fréquence sur l'onde Stokes.

Le système de réglage permettant de maintenir le laser de pompe en résonance avec l'anneau fonctionne sur un système sérodyne classique basé sur la variation de l'intensité de

pompe transmise par l'anneau, et qui sera exposé plus en détail dans le chapitre 8. Une erreur de réglage conduit d'une part à un décentrage de la fréquence de l'onde de pompe par rapport à la résonance de l'anneau, et d'autre part à une diminution de l'intensité de pompe injectée. Le décentrage induit une variation de la fréquence d'émission de l'onde Stokes due au "mode pulling", tandis que la diminution de l'intensité de pompe injectée induit une variation de la fréquence d'émission de l'onde Stokes due à l'effet Kerr et au "mode pulling". L'amplitude de cette erreur pour un régulateur stable, dépend du gain en boucle fermée, mais aussi de l'amplitude de la perturbation. Pour le système isolé considéré ici, l'erreur est essentiellement induite par le bruit et la dérive de phase du laser de pompe.

Bien que l'anneau ait une température uniforme, les molécules du milieu sont agitées d'un mouvement Brownien. Ce bruit induit par les phonons thermiques perturbe l'onde acoustique et se reporte sur l'émission Stokes.

6.3.2. La limite fondamentale de Schalow-Townes

L'émission Brillouin démarre à partir des photons de pompe diffusés par les phonons présents en tout point de la fibre issus de l'excitation thermique. Au dessus du seuil, cette population de photons diffusés de manière "spontanée" reste inchangée et représente un bruit qui s'ajoute à celui des photons issus de la diffusion Brillouin stimulée. Le rapport entre ses deux populations $N_S^{spontanés}$ et $N_S^{stimulés}$ permet de déterminer la limite fondamentale de Schalow-Townes [9].

Suivant la même approche que celle utilisée au chapitre 2, l'équation différentielle régissant le nombre de photons Stokes par mode est donnée par (2.1.5):

$$\left(\frac{d}{dz} + \gamma\right) N_S = g_p(\omega_s) I_p(z) (N_S + 1) \quad (6.3.1)$$

Ne gardant que le terme exprimant la diffusion spontanée, et sachant que chaque photon est issu de l'interaction avec un phonon, dont la population par mode est donnée par (1.1.14), le taux d'émission de photons spontanés est de (2.1.6):

$$\frac{d}{dz} N_S^{spontanés} = g_p(\omega_s) I_p(z) \frac{kT}{h\nu_B} \quad (6.3.2)$$

ce qui permet de déterminer la puissance de l'émission spontanée sur la longueur de l'anneau:

$$P_S^{spontanée} = \int_0^L h\nu_s \left[\int_0^L g_p(\omega_s) I_p(z) \frac{kT}{h\nu_B} dz \right] d\omega_s \quad (6.3.3)$$

où k est ici la constante de Boltzmann et h celle de Planck.

Sachant que l'intensité de pompe sur tout l'anneau est constante et sature à la valeur de I_C dans la première fenêtre Brillouin, il est alors facile de calculer l'intensité de l'émission Stokes spontanée qui y est générée:

$$I_S^{spontanée} = \frac{1}{2} I_C - P \frac{g_B}{A_{eff}} L k T \frac{S}{B} \quad (6.3.4)$$

Au seuil du deuxième Stokes, l'intensité de l'onde Stokes circulant dans l'anneau atteint l'intensité critique I_C . En ce point de fonctionnement, le rapport entre le nombre de photons spontanés et le nombre de photons stimulés par mode permet de calculer la limite de Schallow-Townes et déterminer la largeur de raie ultime de l'émission laser ν_s :

Limite fondamentale de Schallow-Townes de la largeur de raie d'un laser Brillouin

$$\nu_s = \frac{N_S^{spontanés}}{N_S^{stimulés}} = \frac{I_S^{spontanée}}{I_S} = \frac{1}{2} - P \frac{g_B}{A_{eff}} L k T \frac{S}{B} \quad (6.3.5)$$

Dans le cas du laser Brillouin en anneau de 33.4 m décrit en section 4.2.1, la limite fondamentale de Schallow-Townes est donc de $2.4 \cdot 10^{-3}$ Hz, soit une longueur de cohérence de 124 million de kilomètres, soit les 5/6 de la distance terre-soleil! Malheureusement, comme c'est le cas pour tous les lasers, cette limite ultime n'est en pratique jamais atteinte car d'autres sources de bruits sont prépondérantes.

6.3.3. L'effet de filtrage de la cavité

Considérant toujours que le laser Brillouin est isolé de son environnement, les autres sources de bruit répertoriées en section 6.3.1 agissent toutes par l'intermédiaire de l'onde de pompe circulant dans la cavité. Mais le résonateur en anneau est en fait un accumulateur d'énergie optique, si bien que l'intensité moyenne ou la fréquence moyenne de l'onde de pompe circulant dans la cavité ne peut varier plus rapidement que le temps de vie des phonons donné par les pertes de l'anneau. Supposons néanmoins que la fréquence moyenne ν_P de la pompe circulant dans le résonateur subisse un saut brutal pour émettre à la fréquence très voisine $\nu_{P'}$ satisfaisant toujours à la même condition de résonance de l'anneau ($|\nu_P - \nu_{P'}| \ll \nu_C$). L'accord de phase est détruit pour l'onde acoustique ν_A et l'onde Stokes ν_{SI} et toutes deux commencent à décroître exponentiellement avec un temps caractéristique de $1/\nu_B$ pour l'onde acoustique et de $1/\nu_C$ pour l'onde optique, comme l'indique la Figure 6-5. Simultanément, l'accord de phase est alors valable pour une onde acoustique $\nu_{A'}$ où $\nu_{SI} = \nu_{P'} - \nu_{A'}$ et pour une onde Stokes $\nu_{SI'}$ où $\nu_{SI'} = \nu_{P'} - \nu_A$, qui commencent toutes deux à croître exponentiellement avec les mêmes temps caractéristiques respectifs. Mais l'onde acoustique croît nettement plus rapidement que l'onde optique, si bien qu'elle avalera la plus grande partie du saut de fréquence, soit $\nu_B / (\nu_C + \nu_B)$, contre $\nu_C / (\nu_C + \nu_B)$, pour l'onde Stokes.

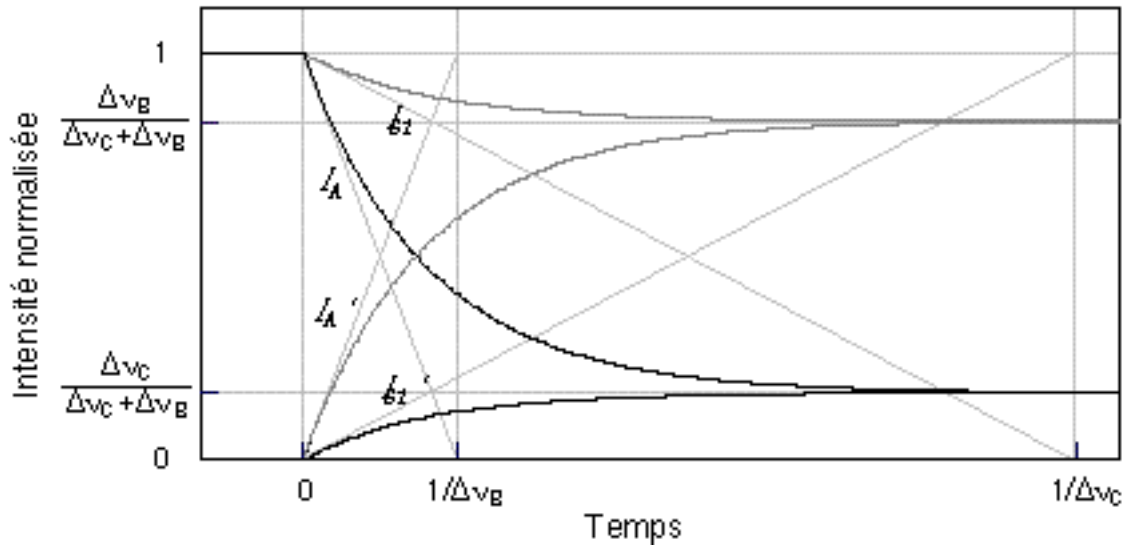


Figure 6-5: Charge et Décharge des ondes acoustiques et Stokes pour s'adapter à la condition de résonance modifiée par un saut de fréquence de l'onde de pompe

Cette approche phénoménologique représente un cas extrême, car l'onde de pompe circulant dans l'anneau ne peut pas subir de saut fréquentiel brutal, mais tout au plus une variation dont la fréquence maximale est donnée par la largeur de raie du laser de pompe ν_p qui est plus faible que ν_c . La largeur de raie de l'onde Stokes ν_{s1} sera donc plus faible que:

Valeur réaliste de la largeur de raie de l'émission Brillouin

$$\nu_{s1} = \nu_p \frac{\nu_p}{\nu_p + \nu_B} = \frac{\nu_p^2}{\nu_p + \nu_B}$$

(6.3.6)

Selon ce raisonnement, en disposant d'un laser semiconducteur ayant une largeur de raie de ~ 100 kHz, comme c'est le cas des lasers semiconducteurs à cavité externes actuels, la largeur de raie d'un laser Brillouin en anneau ne pourrait être inférieure à 1 kHz.

Cette vision très simpliste basée sur les valeurs moyennes des ondes circulant dans le résonateur ne tient absolument pas compte de la réponse transitoire que le système peut avoir. La largeur de raie peut donc s'en trouver dégradée.

6.3.4. Mesure du battement interférentiel entre deux ondes Stokes

Afin de vérifier les considérations de la section précédente, Le montage de la Figure 4.1 utilisant l'anneau décrit en section 4.2.1 a été réalisé. Puis, les deux sorties des ondes d'ordre pair et impair ont été mélangées grâce à un coupleur pour observer le battement entre toutes les ondes circulant dans le résonateur. Dans la première fenêtre Brillouin, seul le battement entre la pompe et le Stokes 1 est observé autour de la fréquence de 12.8 GHz. Dans la deuxième

fenêtre Brillouin, le battement entre le Stokes 1 et le Stokes 2 apparaît. Alors que le premier battement exhibe une largeur d'environ 2.5 kHz, la pureté du deuxième battement [10], donnée en Figure 6-6, est de moins de 5 Hz si on ne tient pas compte de sa dérive sur plus d'une seconde.

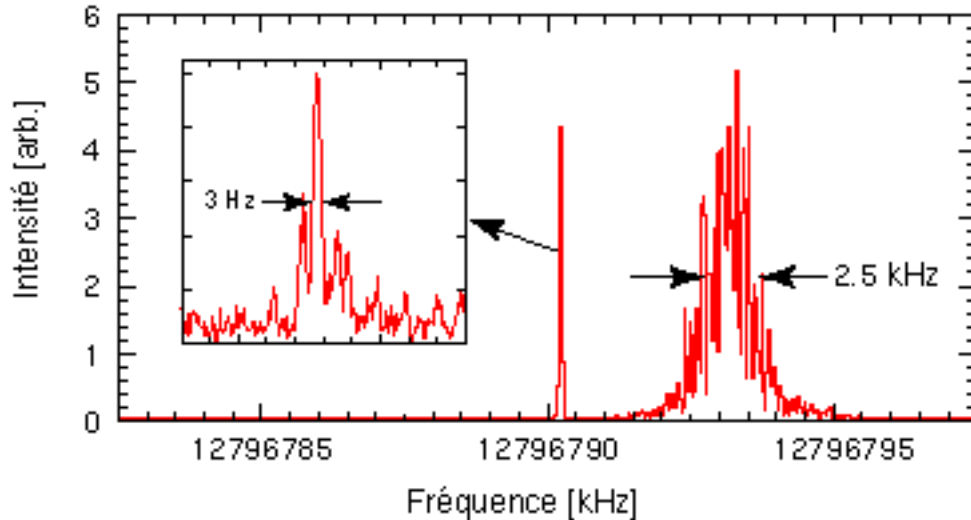


Figure 6-6: Mesure du battement entre l'onde de pompe et l'onde Stokes du premier ordre, ainsi que celui entre l'onde Stokes du premier ordre et l'onde Stokes du deuxième ordre

Notons que lors de cette mesure, l'anneau a été isolé des courants d'air et des vibrations pour limiter au maximum les perturbations extérieures, et que la température était proche du milieu de la plage sans saut de mode, indiquant que le mode pulling est très faible.

La largeur de raie du laser de pompe mesurée par méthode self-homodyne étant de 3 kHz, ce bruit de phase reporté sur l'émission Stokes doit être théoriquement d'environ 0.4 Hz. L'ordre de grandeur des valeurs ainsi estimées correspondent aux fluctuations observées. Puisque le battement entre Stokes 1 et le Stokes 2 prouve que ces deux ondes sont très cohérentes, le battement observé entre l'onde de pompe et l'onde Stokes du premier ordre doit uniquement refléter le bruit de phase de la pompe. La pertinence de cette conclusion sera étudiée au chapitre prochain. L'utilisation de ce battement est proposée comme alternative à la méthode de mesure traditionnelle de largeur de raie par homo- ou hétéro-dynage [11].

Le régulateur chargé de maintenir le laser de pompe en résonance avec l'anneau représente une source potentielle de bruit importante et a été dimensionné avec grand soin. En supposant que l'intensité du laser de pompe circulant dans l'anneau est contrôlée à mieux qu'un pour-mille, l'excursion de la fréquence de battement entre le Stokes 1 et le Stokes 2, dû à l'effet Kerr et au "mode pulling", lorsque le Stokes 1 est centré par rapport à sa courbe de gain, sera de l'ordre du Hertz.

Références du chapitre 6

- [1] R. W. Boyd, "Nonlinear optics", ch. 4, pp. 164-171, Academic Press, inc., ISBN 0-12-121680-2, New York, 1992.
- [2] L. Thévenaz "Effets et mesure de la dispersion dans les guides d'onde optiques", These de doctorat No.2294, Faculté des Sciences, Université de Genève, 1988.
- [3] L. Thévenaz, A. Küng, M. Niklès and Ph. A. Robert, "Electrostrictive nonlinearity in optical fibers deduced from Brillouin gain measurements", Conference on Optical Fiber Communication OFC'98, ThA2, Technical Digest, San Jose, CA, February 22-27, 1998
- [4] Marc Niklès, "La diffusion Brillouin dans les fibres optiques: étude et application aux capteurs distribués", Thèse No 1674, ch.IV, pp. 69-77, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, 1997.
- [5] E. L. Buckland & R. W. Boyd, "Electrostrictive nonlinéarité of optical fiber", Conference on Optical Fiber Comunication (OFC'96), ThF2, pp. 224-225, California, 1996
- [6] P. A. Nicati, K. Toyama and H. J. Shaw, "Frequency stability of a Brillouin fiber laser", IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 13, No. 7, pp. 1445-1451, July 1995.
- [7] B. E. A. Saleh & M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", ch. 5 et 13, John Wiley & Sons, inc., ISBN 0-471-83965-5, New York, 1991.
- [8] P. A. Nicati, K. Toyama, S. Huang and H. J. Shaw, "Frequency pulling in a Brillouin fiber ring laser", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 6, No. 7, pp. 801-803, July 1994.
- [9] A. Yariv, "Optical electronics", ch. 10, Saunders College Publishing, ISBN 0-03-047444-2, San Fransisco, 1991.
- [10] J. Boschung, L. Thévenaz and Ph. A. Robert, "High-accuracy measurement of the linewidth of a Brillouin fibre ring laser", Electronics Letters, Vol. 30, No. 18, pp. 1488-1489, September 1994.
- [11] A. Küng, L. Thévenaz and Ph. A. Robert, " Laser linewidth determination in the sub-Megahertz range using a Brillouin fibre laser ", European Conference on Optical Communication (ECOC'96), TuP.22, Vol. 2, pp. 305-308, September 1996, Oslo.

7. Le laser Brillouin à cavité longue



Les anneaux de grande longueur sont intéressants, car ils permettent d'atteindre le seuil laser Brillouin à l'aide de faibles puissances de pompe. Mais la compétition de gain entre les différents modes sous la courbe de gain Brillouin tend à rendre l'émission laser instable. En fonction des conditions sur l'anneau ou de bruit de la pompe, l'émission pourra être pulsée, chaotique ou continue.



Pour disposer d'un anneau à faible seuil Brillouin, le modèle en intensité suggère d'utiliser un anneau le plus long possible. Le chapitre précédent a aussi montré que l'influence de l'effet Kerr diminue lorsque la longueur de l'anneau augmente. De même, l'influence du bruit du laser de pompe sur l'émission Stokes diminue car la largeur de la résonance de l'anneau diminue. Cependant, plus l'anneau est long, plus les modes de la cavité sont resserrés dans le domaine fréquentiel, et plus la compétition de gain entre les différents modes présents sous la courbe de gain Brillouin est âpre. De plus, l'impact des grandeurs perturbantes tel que les vibrations ou les dérives thermiques est importante, car leur influence est intégrée sur la longueur de l'anneau. Pour ces raisons, l'émission laser a une fâcheuse tendance à être multimode, donc pulsée, ou bien chaotique due à des sauts intempestifs entre les différents modes de la cavité susceptibles d'atteindre le seuil laser.

A ces considérations s'ajoute le problème du pompage de tels anneaux, car la largeur de raie de la pompe est alors plus grande que la largeur de la résonance de la cavité. Deux cas de figure sont possibles: soit l'anneau est pompé par la fraction de l'énergie de la pompe injectée à l'anneau au travers de multiples résonances, soit on injecte la pompe dans l'anneau de manière non résonante à l'aide d'un circulateur optique. La réalisation puis la discussion des mesures et des phénomènes observés pour chacune de ces deux méthodes font l'objet de ce chapitre.

7.1. L'anneau Brillouin pompé au travers de multiples résonances

Le modèle en intensité permet de calculer la puissance de pompe à injecter au résonateur pour atteindre le seuil laser (4.1.5). Pour un anneau de plusieurs centaines de mètres et de finesse acceptable, l'intensité de seuil à injecter à l'anneau est typiquement de quelques dizaines de μW seulement. Si la largeur de raie du laser de pompe est plus grande que l'intervalle spectral libre de l'anneau, comme le décrit la Figure 7-1, seule la fraction de la puissance de pompe non filtrée par l'anneau (zone foncée sur la Figure 7-1) est capturée et crée un gain Brillouin. Pour autant que le spectre du laser soit plus étroit que la largeur de la courbe de gain Brillouin intrinsèque, la faible fraction de puissance injectée par chacune de ces résonances s'additionne pour générer une même courbe de gain Brillouin dont la largeur n'est pas sensiblement augmentée. Si ce couplage d'énergie n'est pas très efficace, il est néanmoins suffisant pour atteindre le seuil laser. Ce moyen de pompage présente l'avantage de ne nécessiter aucun système d'asservissement en fréquence de la pompe.

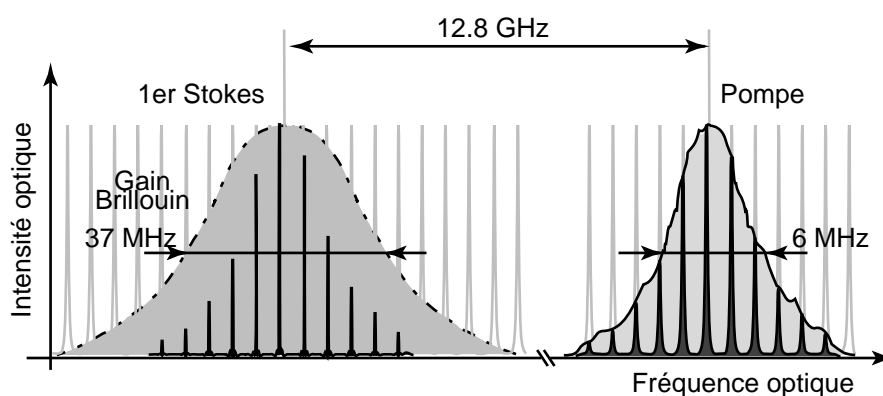


Figure 7-1: Description schématique du spectre d'un anneau long pompé au travers de multiples résonances.

7.1.1. Mesures

Les caractéristiques de l'anneau réalisé sont énumérées dans le Tableau 7.1.1 et ont été mesurées par réflectométrie optique selon la méthode décrite au chapitre 3.

<i>Grandeurs mesurées</i>		<i>Grandeurs calculées</i>	
k	90.8 %	<i>Finesse</i>	30
z_{\max}^{OTDR}	4.7 %	k_r	89.6 %
L	766 m	<i>FSR</i>	267 kHz
		$\Delta\nu_C$	8.7 kHz
$I_{\text{th}S1}$	3.1 mW	$I_{\text{th}S2}$	10.9 mW
A_{eff}	$\pi (4.64 \mu\text{m})^2$	g_B	$1.9 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{W}$

Tableau 7.1.1: Caractéristiques de l'anneau long pompé par un laser semiconducteur au travers de plusieurs résonances

L'émission laser obtenue n'est plus continue, mais génère des bouffées de pulses sur plusieurs secondes, comme le montre la Figure 7-2. Le spectre de cette émission donnée en Figure 7-3, montre un peigne de pics sur quelques 4 MHz de largeur. La transformée de Fourier de cette enveloppe spectrale correspond bien à la forme et à la largeur des impulsions mesurées. La fréquence de répétition du train de pulse est imposée par l'intervalle spectral libre de l'anneau. Cette fréquence est étonnamment stable comme l'indique l'encart de la Figure 7-3.

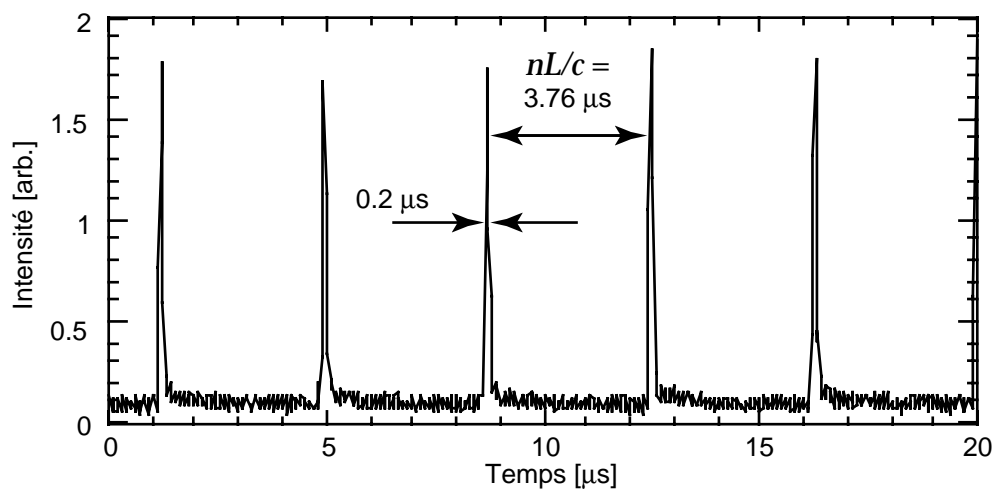


Figure 7-2: L'émission laser issue d'un laser en anneau pompé au travers de multiples résonances est pulsée.

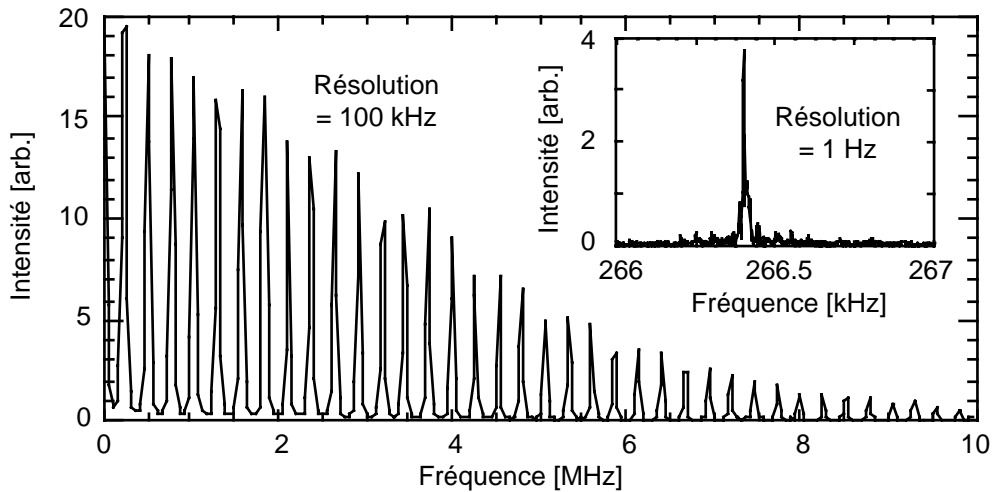


Figure 7-3: Spectre du battement entre les différents modes composants l'émission laser pulsée

7.1.2. Discussion

Le caractère multimode de l'émission laser n'est pas une surprise au vu de la compétition de gain régnant entre les différents modes de la cavité sous la courbe de gain Brillouin. Cependant, la stabilité sur quelques secondes de la fréquence de répétition de ces pulses n'est explicable que si tous les différents modes composants l'onde Stokes sont, soit très cohérents, soit verrouillés en phase. Le transfert d'énergie existant entre les trois ondes responsables de l'interaction Brillouin semble imposer ce verrouillage.

Supposons dans un premier temps qu'une seule onde Stokes soit créée par une onde de pompe ayant plusieurs composantes fréquentielles, toutes séparées par un intervalle spectral libre. Pour satisfaire à la condition de Bragg $\nu_P = \nu_S + \nu_B$ (1.1.10), le spectre de l'onde acoustique doit par conséquent contenir le même nombre de composantes que l'onde de pompe. Cependant, selon cette même condition de Bragg, la diffraction de chaque composantes de l'onde de pompe sur chaque composante de l'onde acoustique génère une multitude de composantes Stokes, toute séparées par un multiple de l'intervalle spectral libre. En fait, toutes ces interactions Brillouin entre les différentes composantes de chaque onde sont couplées entres elles par le transfert en énergie existant entre onde de pompe, onde Stokes et onde acoustique.

Suivant le même raisonnement que celui présenté au chapitre précédent, la rapidité d'adaptation de l'onde acoustique face au temps de la mémoire tampon optique que représente le résonateur permet d'expliquer la stabilité de la fréquence du train d'impulsion de l'onde Stokes, car le bruit de la pompe est entièrement reporté sur l'onde acoustique. Ces propriétés intéressantes pourraient être exploitées par des capteurs gyroscopiques, ou autre.

ou forte. En augmentant encore les pertes, le seuil laser grimpe à 7 mW, mais seul le régime pulsé reste observable.

Un tel comportement a été observé et modélisé pour des anneaux plus courts et ayant une perte par tour (perte au re-bouclage de l'onde Stokes) plus élevée [1]. Le modèle qui tient compte de la propagation des ondes au sein de l'anneau met clairement en évidence l'importance de comportement dynamique et local de l'interaction Brillouin. Il a aussi été montré que sous modulation de la pompe à la fréquence de l'intervalle spectral libre, seul le régime pulsé apparaît [2], ce qui est en accord avec le comportement de l'anneau observé au point 7.1.

Références du chapitre 7

- [1] C. Montes, A. Abdellatif and E. Picholle, "Bifurcation in a cw-pumped Brillouin fiber-ring laser: Coherent solitons morphogenesis", *Physical Review A*, Vol. 49, No. 2, pp. 1344-1349, February 1994.
- [2] E. Picholle, C. Montes, C. Leycuras, O. Legrand and J. Botineau, "Observation of dissipative superluminous solitons in a Brillouin fiber ring laser", *Physical Review Letters*, Vol. 66, No. 11, pp. 1454-1457, March 1991.

8. Les applications du laser Brillouin



Au cours des chapitres précédents, l'étude du laser Brillouin en anneau a mis en évidence des propriétés remarquables, en particulier: sa cohérence, son décalage fréquentiel de l'ordre de 10 GHz par rapport à l'onde de pompe, la directivité du gain Brillouin, etc ... Nombreuses sont les applications à pouvoir tirer avantage de ces diverses caractéristiques et celle ayant drainé le plus d'intérêt est certainement le gyroscope Brillouin. Les autres applications présentées ci-après ont fait l'objet d'une réalisation concrète et apportent des solutions originales à des domaines aussi différents que ceux des capteurs, de la métrologie, de l'instrumentation et des télécommunications.



L'interaction Brillouin possède la propriété unique dans les fibres optiques de créer un gain directif, ce qui permet de découpler le gain Brillouin pour deux ondes de même fréquence se propageant en sens inverse dans la même fibre. De plus, le battement entre deux ondes Stokes issues d'un même laser Brillouin montre une cohérence étonnante (cf. section 6.3.4). Ces deux propriétés font du laser Brillouin un candidat idéal, sinon unique, pour réaliser un gyroscope laser à fibre optique de haute performance. Il n'est dès lors pas étonnant que l'histoire du laser Brillouin en anneau a été essentiellement conditionnée par les énormes efforts

entrepris en vue d'une telle application. Son principe de fonctionnement, décrit à la Figure 8-1, utilise un laser de pompe dont la puissance est divisée en deux (I_{Pin}^A et I_{Pin}^B) pour être injectée dans un résonateur en anneau dans les deux sens. Deux émissions lasers Brillouin indépendantes (I_{S1}^A et I_{S1}^B) se propageant en sens inverse dans la même cavité en anneau sont alors générées.

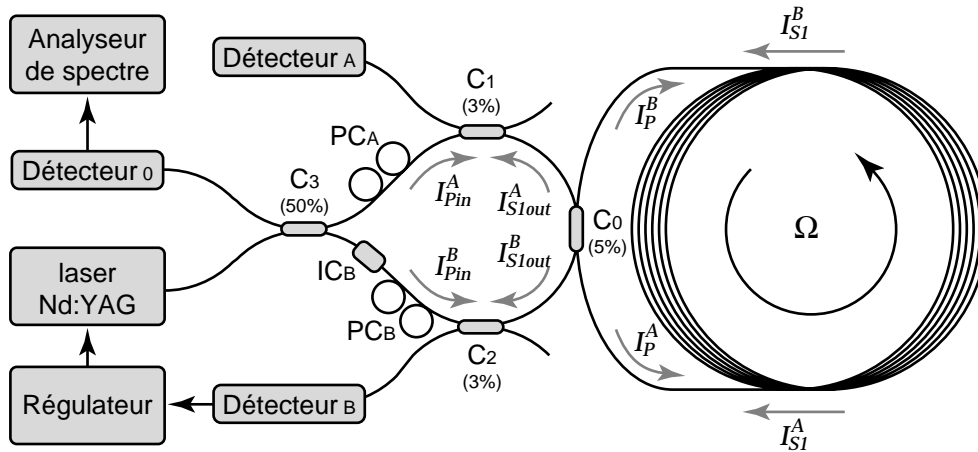


Figure 8-1: Description schématique d'un gyroscope à effet Brillouin

Lorsque le système est au repos, les deux ondes Stokes ont la même fréquence, mais lorsque l'anneau est en rotation autour de son axe, la cavité apparaît légèrement plus longue dû à l'effet Sagnac pour l'onde se propageant dans le même sens que la rotation, tandis qu'elle apparaît raccourcie pour l'onde se propageant en sens opposé. Les deux ondes Stokes n'émettent plus à la même fréquence et leur battement Δf récolté à l'aide du détecteur 0 est alors directement proportionnel à la vitesse de rotation Ω :

$$\Delta f = \frac{4 N A}{n \lambda L} \Omega \quad (8.1.1)$$

où N est le nombre de boucles de fibre formées par l'anneau et A l'aire d'une de ces boucles. Il en découle un autre avantage pour ce type de gyroscope: il est très simple d'intégrer sans dérive l'information sur la vitesse de rotation pour retrouver l'information sur le déplacement angulaire puisqu'il suffit de compter les périodes du battement entre les deux ondes Stokes.

Mais le gyroscope Brillouin n'est pas parfait et plusieurs effets, notamment l'effet Kerr [1] et la diffusion Rayleigh [2], perturbent la linéarité de sa réponse. La description du gyroscope Brillouin ne sera pas approfondie ici, car la section suivante présentera la réalisation d'un capteur de courant utilisant une structure identique. Sa réponse est alors affectée par les mêmes sources d'erreurs et celles-ci y seront décrites en détail.

8.1. Le capteur de courant à fibre optique [3]

En présence d'un champ magnétique externe, une onde lumineuse se propageant dans un milieu sensible à l'effet Faraday voit sa polarisation tourner. Par rapport à un référentiel rattaché à l'onde optique, la direction de cette rotation de polarisation est indépendante du sens de propagation de la lumière, ce qui en fait un effet non réciproque. Puisque la mesure du champ magnétique le long d'un chemin fermé entourant un conducteur permet de connaître le courant qui y circule (théorème d'Ampère), il est possible, grâce à l'effet Faraday, de concevoir un capteur de courant optique. La mesure de la rotation de l'état de polarisation peut bien sûr se faire de manière polarimétrique [4], mais aussi de manière interférométrique [5], car la rotation de polarisation s'identifie à un déphasage pour une onde polarisée circulairement. La structure sensible à l'effet Sagnac décrite en Figure 8-1 est donc aussi sensible à l'effet Faraday. La différence entre un gyroscope et un capteur de courant est néanmoins importante car l'effet Sagnac introduit un déphasage non réciproque identique quel que soit l'état de polarisation de la lumière, tandis que l'effet Faraday n'induit un déphasage non réciproque que pour la composante circulaire de la polarisation. Contrairement à un gyroscope, la réponse du capteur de courant dépend alors de l'évolution de la polarisation tout au long de l'anneau et elle est maximale lorsque le mode propre de polarisation est maintenu circulaire tout au long de la partie sensible.

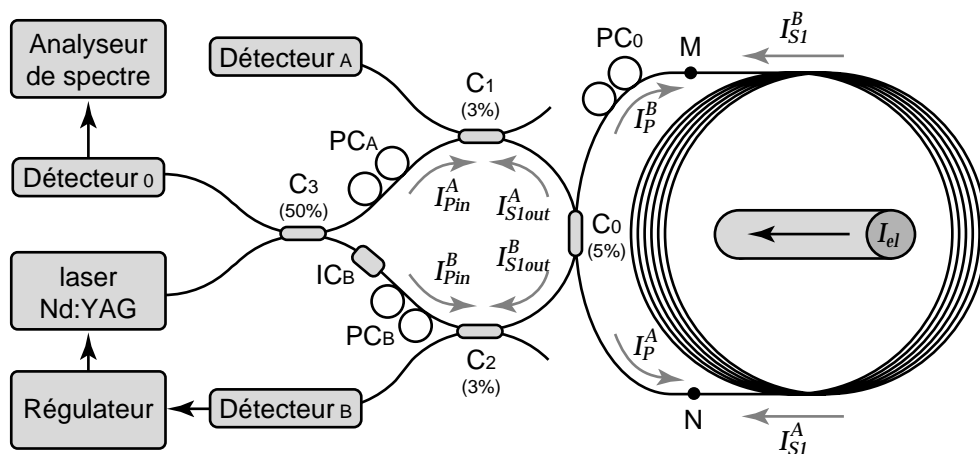


Figure 8-2: Description schématique du prototype de capteur de courant à effet Brillouin dans sa configuration réciproque où C: couplage, PC: contrôleur de polarisation et IC: contrôleur d'intensité

La description schématique du prototype réalisé à l'aide de l'anneau à biréfringence circulaire est donnée en Figure 8-2. L'anneau déjà décrit à la section 5.2 est composé de deux parties séparées par les points M et N sur la Figure 8-2:

- La partie bobinée autour du conducteur électrique, où la fibre est torsadée pour induire une biréfringence circulaire, ce qui permet de maintenir la forme de la polarisation y circulant.
- La partie coupleur où la biréfringence n'est pas contrôlée mais qui est munie d'un contrôleur de polarisation pour imposer des modes propres de polarisation circulaire dans la partie bobinée de la cavité.

L'onde de pompe issue d'un laser Nd:YAG émettant à 1319 nm est divisée en deux, I_{Pin}^A et I_{Pin}^B , pour être injectée dans les deux sens dans l'anneau. L'asservissement de la pompe sur une des résonance de l'anneau est réalisée à l'aide de la modulation sérodyne décrite en détail à la section 3.3 et la polarisation des deux ondes de pompe est ajustée sur le même mode propre de polarisation de l'anneau. Une fois le seuil Brillouin atteint par les deux ondes de pompe, deux ondes Stokes du premier ordre, I_{S1}^A et I_{S1}^B , se propageant en sens opposé sont générées et leur battement est détecté par une photodiode. Si les états propres de polarisation de l'anneau sont circulaires tout au long de la partie sensible de l'anneau, soit entre les points M et N, le déphasage non réciproque ϕ induit par l'effet Faraday est donné par:

$$\phi = 2 N V I_{el} \quad (8.1.1)$$

où N est le nombre de tours de fibre autour du conducteur, I_{el} le courant électrique, et V la constante de Verdet de la fibre optique. Un déphasage de 2π induisant une différence de fréquence Δf entre les deux ondes Stokes de un FSR , la fonction de transfert du capteur de courant est donnée par:

$$\Delta f = \frac{FSR}{2\pi} \phi = \frac{c}{2\pi n L} 2 N V I_{el} \quad (8.1.2)$$

En utilisant les paramètres de l'anneau mesurés et reportés dans le Tableau 5.2.1, et en considérant $V = 1.04 \cdot 10^{-6}$ rad/A, la sensibilité théorique du capteur doit être de 128 Hz/A. Cette sensibilité pourrait encore être améliorée en augmentant le nombre de tours de fibre autour du conducteur tout en gardant l'intervalle spectral libre constant. Mais le rayon R de l'enroulement de fibre diminuerait, ce qui augmenterait en conséquence la biréfringence linéaire d'un facteur $1/R^2$. Pratiquement, un compromis doit être trouvé entre la courbure de la fibre et sa torsion afin de garantir une biréfringence linéaire résiduelle faible.

Une fois que le contrôleur de polarisation à l'intérieur de l'anneau est ajusté de manière à obtenir une sensibilité maximale, la fonction de transfert du capteur donnée en Figure 8-3 pour un courant électrique $0 < I_{el} < 200$ A est obtenue. La sensibilité mesurée est très proche de celle déterminée théoriquement. Si la biréfringence linéaire d'un des élément de la partie coupleur de l'anneau varie, la sensibilité du capteur baissera. Il est aussi à noter que la réponse du capteur ne permet pas à priori de connaître le sens du courant mesuré

La réponse non-linéaire du capteur pour un courant plus faible que 30 A est due au verrouillage mutuel de l'émission des deux ondes Stokes au travers de réflexions et de la diffusion Rayleigh à l'intérieur de l'anneau [6]. Cette plage de verrouillage peut être grandement diminuée par un système de modulation balancée déplaçant les sites de réflexion [7], système qui permet en plus de connaître le sens du courant électrique.

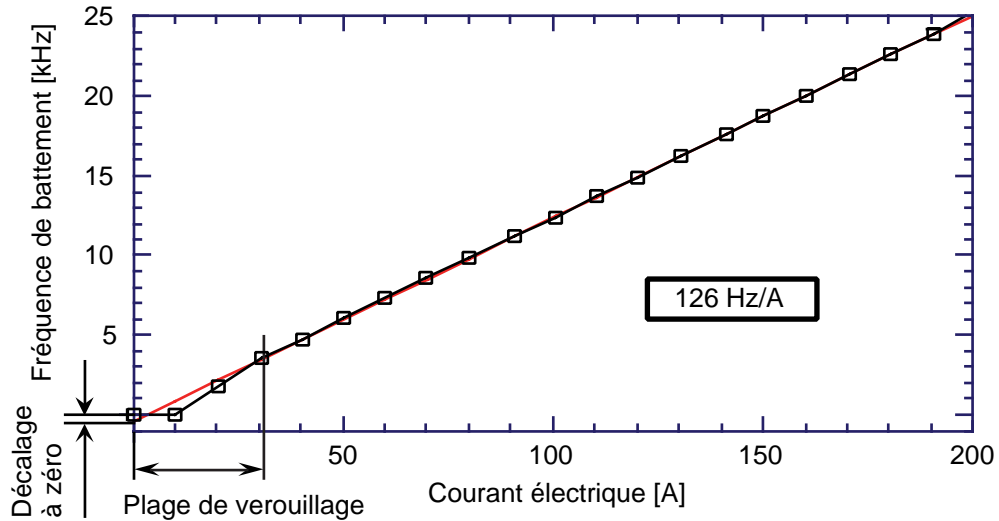


Figure 8-3: Fonction de transfert du capteur de courant dans sa configuration réciproque et sa régression linéaire

La régression linéaire de la fonction de transfert comporte un décalage à zéro de quelques 390 Hz lorsqu'aucun courant ne circule dans le conducteur. Ceci peut provenir a priori de l'effet Sagnac ou de l'effet Kerr [8]. Dans le cas de ce capteur, l'effet Sagnac induit par la rotation de la terre produit dans le pire des cas un décalage à zéro de 5.6 Hz. La contribution principale provient donc de l'effet Kerr induit par une différence d'intensité entre les deux ondes Stokes. A l'aide du système d'équations (6.1.12), le décalage à zéro Δf_0 du battement entre les deux ondes Stokes est donné par:

$$\Delta f_0 = \frac{c \eta_P n_2}{\lambda n A_{eff}} (I_{SI}^A - I_{SI}^B) \quad (8.1.3)$$

où les intensités des ondes Stokes sont données par (4.1.12):

$$I_{SI}^j = I_C \left(\sqrt{\frac{I_{pin}^j}{I_{thSI}^j}} - 1 \right) \quad (j = A, B) \quad (8.1.4)$$

Le contrôleur d'intensité IC_B visible sur la Figure 8-2 permet d'ajuster l'intensité relative des ondes de pompe et de complètement éliminer le décalage à zéro.

L'effet Kerr limite aussi la précision de la mesure du courant. En admettant des fluctuations à long terme de 3 % de l'intensité des ondes de pompes injectée, les équations (8.1.3) et (8.1.4) indiquent une fluctuation de la fréquence de battement de 40 Hz, ce qui correspond à une précision de 0.3 A. Un asservissement de l'intensité des ondes de pompe devrait permettre d'améliorer cette précision.

Le laser de pompe est maintenu en résonance avec l'anneau par le biais d'une des deux ondes de pompe. Lorsque de forts courants sont mesurés, la fréquence de l'autre onde de pompe se trouve déporté du centre de la résonance, ce qui réduit son intensité circulant dans l'anneau. L'intensité de l'onde Stokes produite diminue et introduit une non-linéarité dans la réponse du capteur due là aussi à l'effet Kerr. Cet effet n'est pas visible sur la Figure 8-3 car le décentrage, de 1° seulement à 200 A, est ici négligeable, mais il doit être pris en considération lors de la mesure de courants forts.

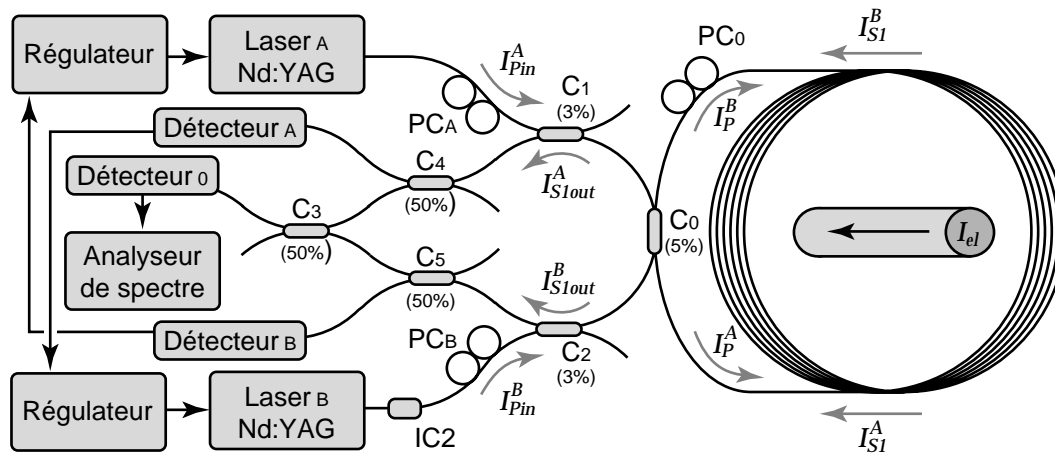


Figure 8-4: Description schématique du capteur de courant dans sa configuration quasi-réciproque où C: coupleur, PC: contrôleur de polarisation et IC: contrôleur d'intensité

Afin d'éviter la majeure partie des désavantages liés à la configuration réciproque, qui sont le verrouillage de mode pour de faibles courants, l'effet Kerr induit par la déportation de la pompe à des courants élevés, et le fait que le sens du courant ne peut a priori pas être connu, la configuration quasi-réciproque présentée à la Figure 8-4 a été étudiée. Son principe de fonctionnement est identique à la différence près qu'il utilise deux lasers de pompe distincts, chacun verrouillé sur deux résonances adjacentes du même mode propre de polarisation. La réponse de ce capteur est donnée en Figure 8-5. Lorsque le courant électrique est nul, la fréquence de battement correspond à un intervalle spectral libre. La différence de fréquence par rapport à cette valeur dépend alors linéairement du courant, y compris son signe, avec la même sensibilité que pour la configuration réciproque. Un courant alternatif peut être aisément mesuré en remplaçant l'analyseur de spectre par une boucle à verrouillage de phase (PLL).

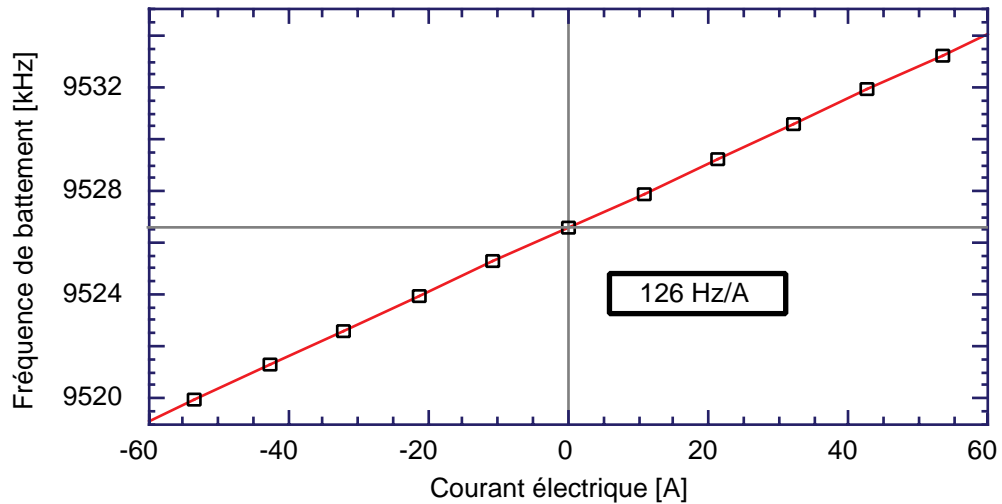


Figure 8-5: Fonction de transfert du capteur de courant dans sa configuration quasi-réciproque

Cependant, cette structure quasi-réciproque est sensible aux variations de température, ce qui change la longueur apparente de la cavité de 10 ppm/K, et résulte en une dérive de la fréquence centrale de 95 Hz/K. Comme pour la configuration réciproque, la précision de mesure est toujours limitée par l'effet Kerr induit par les fluctuations des intensités de pompe I_P^A et I_P^B .

Une vue de la tête du capteur de courant expérimental utilisée dans les deux configurations réciproque et quasi-réciproque est donnée à la Figure 8-6.

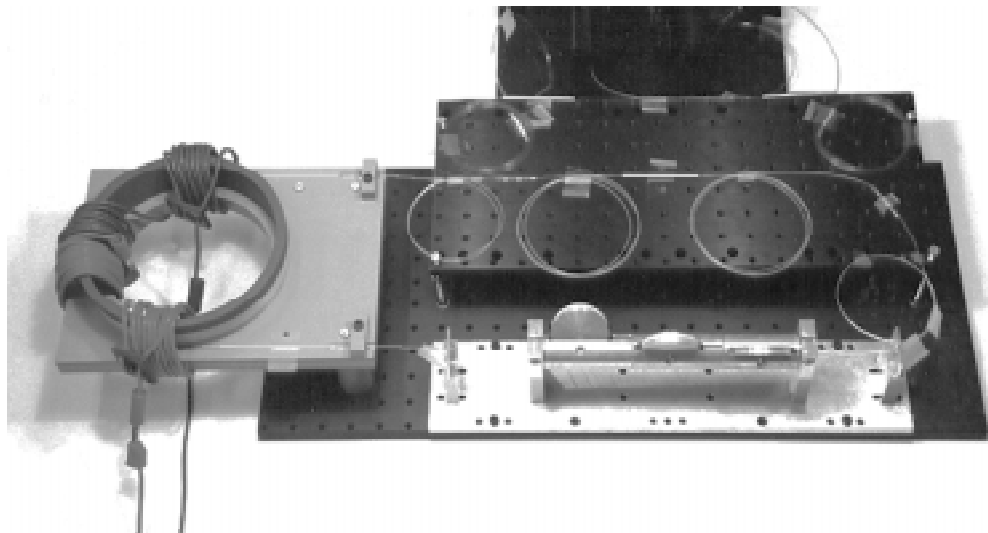


Figure 8-6: Vue du montage expérimental de la tête du capteur de courant. Le résonnateur en anneau est séparé en deux parties: à gauche, la bobine de fibre torsadée formant la partie sensible, et à droite, la partie comportant le coupleur ainsi que le contrôleur de polarisation.

Les performances des deux capteurs de courant à effet Brillouin sont bonnes et peuvent encore être améliorées. Il est cependant important de souligner que le laser Brillouin est sujet à des sauts de mode lorsque sa température varie (cf. section 4.1.8). Gyroscope et capteur de courant à effet Brillouin ne peuvent fonctionner de manière continue que sur une plage de température déterminée et relativement réduite, et un réglage en température de la tête du capteur est à prévoir. L'avantage essentiel d'un capteur de courant utilisant une méthode optique réside dans sa très grande bande passante. De nombreuses harmoniques, ainsi que les transitoires du courant peuvent être mesurées.

8.2. La mesure du spectre de lasers cohérents [9]

Les sources lasers développées ces dernières années présentent une amélioration sensible de leur cohérence, et des lasers semiconducteurs ayant une largeur de raie inférieure au MHz seront disponibles dans un proche avenir. La mesure de leur largeur de raie constitue un nouveau défi car les méthodes classiques de self-homo- ou de self-hétérodynage atteignent leur limite, puisqu'elles nécessitent une trop longue fibre de retard. La largeur de raie d'un laser peut aussi être mesurée en observant le battement résultant de son interférence avec une onde de référence. Ceci nécessite un autre laser dont la largeur de raie est comparable et bien connue, ou alors négligeable face à celle du laser à mesurer. Le laser Brillouin peut se révéler très utile dans le cas de cette seconde option, comme le montre le montage proposé en Figure 8-7.

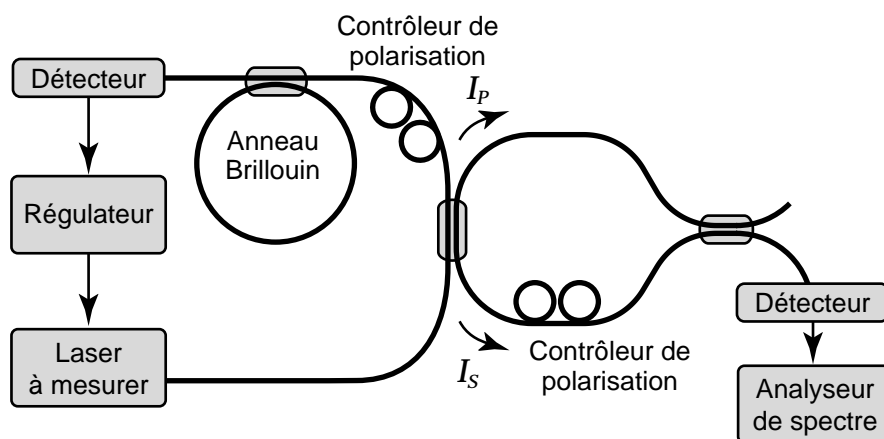


Figure 8-7: Schéma du montage permettant de mesurer le spectre de lasers dont la largeur de raie est inférieure au Megahertz

La puissance du laser à mesurer est injectée dans le résonateur en anneau comme onde de pompe pour y générer une onde Stokes. Le seuil du laser Brillouin pouvant être inférieur au milliwatt, il reste généralement une confortable marge de puissance. L'onde Stokes circulant en

sens inverse est récoltée à la sortie de l'anneau, puis mélangée à une fraction de l'onde de pompe. Leur battement peut ainsi être observé à l'aide d'un analyseur de spectre.

Le chapitre 6 a montré que la composante principale du bruit de phase de l'onde Stokes provient du bruit de phase du laser de pompe, mais que celui-ci est filtré par l'interaction Brillouin grâce à l'adaptation plus rapide de la fréquence des phonons par rapport à celle des photons de l'onde Stokes. Le bruit de l'onde Stokes peut donc être fortement corrélé avec celui de la pompe, mais ne comporte que les composantes de bruit à basse fréquence, comme l'exprime l'équation (6.3.6) de sa largeur de raie:

$$\delta v_{SI} \approx \frac{\delta v_P^2}{\Delta v_B} \quad (8.2.1)$$

Pour que le battement soit représentatif de la largeur de raie du laser utilisé comme pompe, il faut que la corrélation entre les deux ondes soit négligeable, ou que celle-ci s'étende à une partie négligeable du spectre. La vérification expérimentale que la largeur du spectre de l'onde Stokes est bel et bien négligeable, est obtenue en observant son battement avec l'onde Stokes du deuxième ordre (cf. Figure 6-5). Même lorsqu'aucun soin n'est pris pour éliminer les sources de bruit extérieures (cf. section 6.3), la largeur spectrale du battement entre deux ondes Stokes reste négligeable, car inférieure au kHz.

Le régulateur chargé de maintenir l'anneau en résonance avec l'onde de pompe interprète tout bruit ou dérive de fréquence comme une erreur de réglage et s'empresse de la corriger. La fréquence de l'anneau suit donc toute fluctuation de la pompe, ce qui impose une corrélation entre le bruit de l'onde Stokes et celui de la pompe par l'intermédiaire du régulateur. La bande passante du régulateur doit alors être dimensionnée avec soin car elle doit être négligeable face à la largeur de raie mesurée, tout en permettant de corriger efficacement les dérives de fréquence. Pour le régulateur basé sur un amplificateur synchrone tel qu'il est proposé en section 3.3, la bande passante est imposée par le gain en boucle fermée et par la constante de temps du filtre passe-bas de sortie de l'amplificateur.

Une fois que les deux conditions énoncées ci-dessus sont remplies, le spectre du laser utilisé comme pompe peut être mesuré en analysant son battement avec l'onde Stokes. La Figure 8-8 montre le spectre d'un laser Nd:YAG de 15 mW mesuré à l'aide de l'anneau de 33 m présenté à la section 4.2.1.

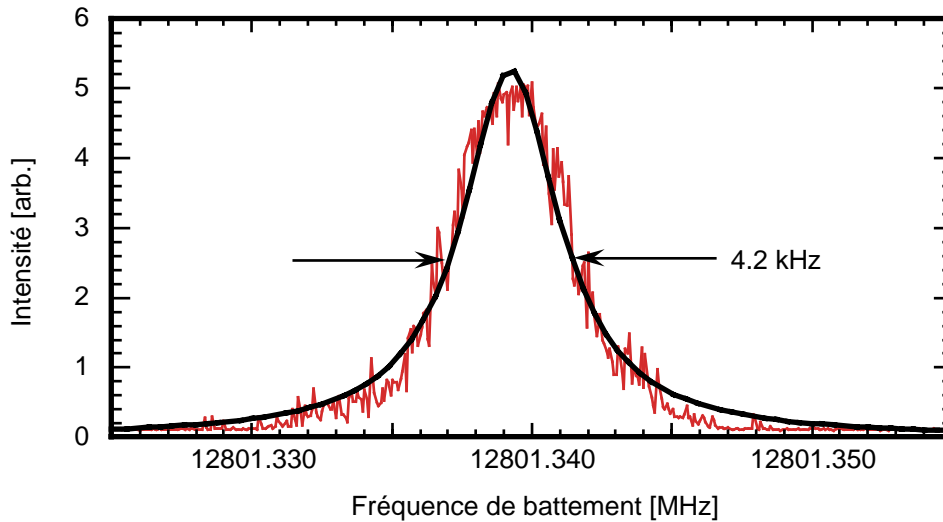


Figure 8-8: Spectre d'un laser Nd:YAG mesuré par battement avec un laser Brillouin

Etonnamment, le système est plus difficile à mettre en oeuvre pour des lasers ayant une plus grande largeur de raie que pour des lasers très cohérents. En effet, la largeur de la résonance de l'anneau de 33 m est de 58 kHz seulement et seule la lumière d'un laser ayant un spectre sensiblement plus étroit sera efficacement couplée à l'anneau pour y générer l'onde Stokes de référence. Pour bénéficier d'une résonance plus large, il faut soit raccourcir l'anneau, soit dégrader sa finesse, mais ces deux modifications engendrent un gain Brillouin plus faible et donc une puissance de seuil plus élevée. Une puissance de 20 mW au minimum est ainsi nécessaire pour pouvoir mesurer un laser ayant une largeur de raie de 1 MHz. La largeur de raie de 160 kHz d'un laser semiconducteur à cavité externe montrée en Figure 8-9 a été mesurée à l'aide d'un anneau de 3 m seulement et s'accorde parfaitement avec le résultat obtenu en utilisant la méthode self-homodyne.

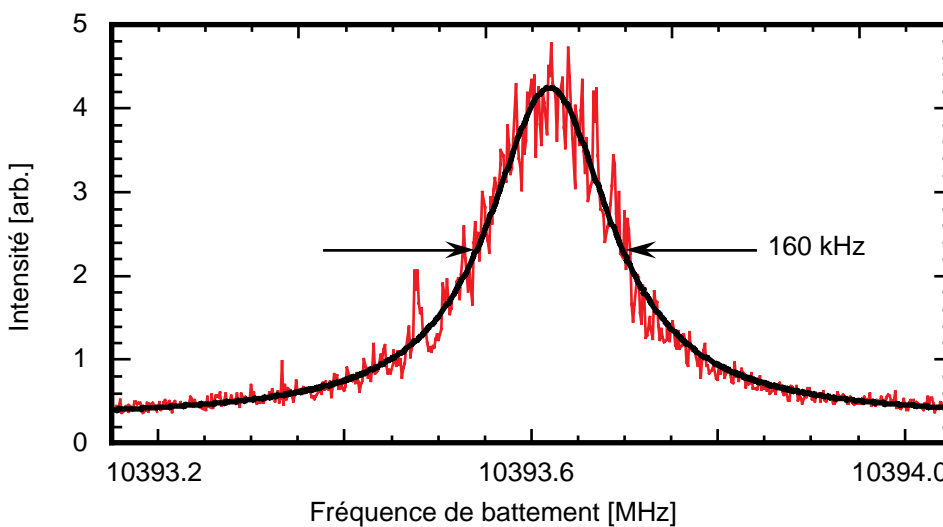


Figure 8-9: Spectre d'un laser semiconducteur à cavité externe mesuré par battement avec un laser Brillouin

Cette méthode de mesure utilisant un laser Brillouin a donc prouvé sa validité pour des lasers ayant une largeur de raie compris entre 1 kHz et 500 kHz. Un de ses avantages majeurs est d'être indépendante de la longueur d'onde du laser à mesurer, car grâce à l'interaction Brillouin, le signal de référence est toujours décalé d'environ 10 GHz. De plus, cette méthode est relativement simple à mettre en oeuvre et ne nécessite que des composants optiques d'usage courant et bon marché.

8.3. La génération de signaux micro-ondes modulés en phase

Les générateurs micro-ondes sont généralement réalisés à l'aide d'oscillateurs électriques RLC. En raison de leur structure résonante, leur fréquence est très stable, mais ne peut pas être ajustée sur une très grande plage. La modulation en phase des signaux micro-ondes fait appel à des diodes à capacité variable, mais ces composants électroniques ont le désavantage de posséder une réponse non-linéaire et ne permettent pas de réaliser de grandes excursions de phase. En optique, il est en revanche facile d'effectuer une modulation de phase au moyen d'un modulateur électro-optique, mais la fréquence de l'onde lumineuse étant très élevée, il faut une seconde "porteuse" (oscillateur local) pour descendre le signal vers des fréquences correspondant à celle des micro-ondes. Le contrôle de l'intervalle de fréquence entre ces deux porteuses ne peut être réalisé de manière simple avec des lasers classiques.

Une des caractéristique des lasers Brillouin est justement de posséder une l'émission Stokes très cohérente et décalée d'environ 10 GHz par rapport à la pompe. La Figure 8-10 donne le schéma de principe permettant de réaliser un générateur de signaux micro-ondes modulés en phase à l'aide d'un laser Brillouin [10].

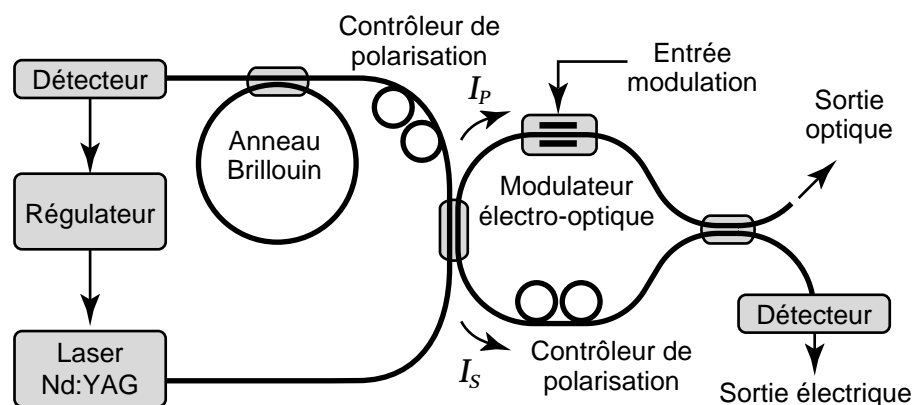


Figure 8-10: Schéma de montage du générateur de signaux micro-ondes modulés en phase

Une partie de l'énergie de la pompe est injectée dans un anneau pour y générer une onde Stokes, tandis que l'autre partie est dirigée vers un modulateur électro-optique pour y subir une modulation de phase. Le signal micro-onde résulte alors simplement de la recombinaison sur la photodiode de sortie de l'onde de pompe modulée et de l'onde Stokes décalée en fréquence. Dans le cas présenté en Figure 8-10, le générateur utilise le battement entre l'onde de pompe et l'onde Stokes du premier ordre. Celui-ci est entaché d'un bruit de phase essentiellement limité par la cohérence du laser de pompe (cf. section 6.3.4). Le bruit de phase du générateur micro-onde peut être diminué en utilisant le battement entre deux ondes Stokes dont la cohérence est bien meilleure. Il est intéressant de noter que la fréquence de battement fixée par le décalage de l'interaction Brillouin correspond justement aux standards de 10 GHz et 12 GHz pour la transmission satellite, appelées bande X et Ku. La valeur exacte de cette fréquence centrale est fixée par le choix du type de fibre et de la longueur d'onde du laser de pompe. Il est bien sûr possible de réaliser un générateur à un multiple de la fréquence Brillouin basé sur le battement entre des ondes séparées de plusieurs ordres Stokes.

8.4. La transmission optique à large bande

Pour certaines applications, comme la CATV, la configuration donnée en Figure 8-10 peut aussi s'avérer intéressante comme émetteur pour transmettre un signal très large bande par voie optique [11]. Le laser de pompe supporte une modulation PSK générée par l'introduction des données numériques sur le modulateur de phase, tandis que l'émission Stokes sert de référence de phase. La transmission simultanée des deux signaux permet une détection directe et simple de manière hétérodyne comme l'indiqué à la Figure 8-11: Le signal est détecté à l'aide d'une photodiode, puis amplifié avant d'être démodulé grâce à une simple ligne à retard et d'un détecteur balancé.

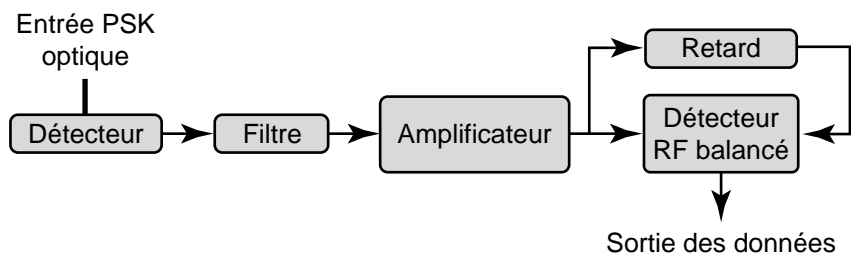


Figure 8-11: Description schématique du démodulateur pour la transmission de signaux micro-onde PSK

La modulation de phase confère à ce système de transmission Brillouin une excellente linéarité qui ne pourra jamais être atteint par les systèmes de transmission CATV standard composés d'un laser semiconducteur suivi d'un modulateur d'amplitude externe. La solution

utilisant un laser Brillouin est aussi bien moins chère car les systèmes CATV nécessitent un émetteur pour plusieurs récepteurs, et si le coût de l'émetteur est identique, celui du récepteur est bien moindre car il ne nécessite aucun oscillateur micro-onde, mais uniquement une ligne à retard. C'est pour cette dernière raison qu'un tel système est en premier lieu destiné à la transmission CATV, mais il pourrait tout aussi utilement être exploité pour la transmission d'autres types signaux.

La Figure 8-12 donne un aperçu du prototype de laser Brillouin réalisé pour Ascom Tech durant ce travail de thèse. Pompé à l'aide d'un laser Nd:YAG, il offre une puissance de sortie de 5 mW, ce qui en fait un instrument idéal pour la transmission de signaux PSK à large bande.



Figure 8-12: Vue du prototype de source laser Brillouin réalisé pour Ascom Tech, ainsi que de l'enseinte thermique utilisée contenant le résonateur en anneau.

Références du chapitre 8

- [1] S. Huang, L. Thévenaz, K. Toyama, B. Y. Kim and H. J. Shaw, "Optical Kerr-effect in fiber-optic Brillouin ring laser gyroscope", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, No. 3, pp. 365-367, March 1993
- [2] S. Huang, K. Toyama, B. Y. Kim and H. J. Shaw, "Lock-in reduction technique for fiber-optic ring laser gyros", Optics Letters, Vol. 18, No. 7, pp. 555-557, April 1993
- [3] A. Küng, P.-A. Nicati and P. A. Robert, "Reciprocal and quasi-reciprocal Brillouin fiber-optic current sensors", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, no. 12, pp. 1680-1682, 1996
- [4] Z. Ren, "Capteur de courant par effet magnétooptique dans une fibre optique monomode", Thèse No. 828, ch. 7, pp. 67-82, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, mars 1990
- [5] P.A. Nicati, "Capteur de courant à fibre optique basé sur un interféromètre de Sagnac", Thèse No. 976, ch. 5, pp. 49-70, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1991
- [6] F. Aronowitz and R. J. Collins, "Lock-in and intensity-phase interaction in the ring laser", Journal of Applied Physics, vol. 41, no 1, pp. 130-141, 1970.
- [7] S. Huang, K. Toyama, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, "Lock-in reduction technique for fiber-optic ring laser gyros", Optics Letters, vol. 18, no. 7, pp. 555-557, 1993
- [8] S. Huang, L. Thévenaz, K. Toyama, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, "Kerr-effect in fiber-optic Brillouin ring laser gyroscopes", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 5, no. 3, pp. 365-367, 1993
- [9] A. Küng, L. Thévenaz and Ph. A. Robert, "Laser linewidth determination in the sub-Megahertz range using a Brillouin fiber laser", European Conference on Optical Communication (ECOC'96), TuP.22, Vol. 2, pp. 305-308, Oslo, Norway, september 1995
- [10] Y. Wang and R. Baettig, "A microwave optical phase modulation system", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, no. 5, pp. 570-572, may 1995
- [11] Y. Wang and M. H. Fitzpatrick, "PSK optical microwave transmitter based on stimulated Brillouin scattering in a fiber ring", European Conference on Optical Communication (ECOC'94), Firenze, Italy

Conclusion

A ce jour, la diffusion Brillouin dans les fibres optiques n'a pas encore su se départir de son aspect négatif, car avec l'amélioration des performances des fibres optiques et des sources laser, les ingénieurs en télécommunication sont de plus en plus souvent confrontés à son aspect limitatif. Cependant, ces prochaines années verront sans aucun doute apparaître plusieurs applications dont les performances n'auraient pu être atteintes sans la diffusion Brillouin. En effet, celle-ci s'exploite essentiellement au travers de deux de ses propriétés:

- pour sonder les propriétés mécaniques du milieu, en l'occurrence de la fibre optique, par la mesure des paramètres de la courbe de gain Brillouin.
- pour obtenir un gain optique, qui présente une bande passante étroite et est en plus directif.

La première des propriétés conduit en premier lieu à la caractérisation des fibres optiques elles-mêmes, notamment leur dopage, puis, une fois ce pas franchi, permet de réaliser des capteurs de grandeurs environnementales qui agissent sur les propriétés acoustiques de la fibre, telles que la température et les contraintes. Aujourd'hui, le capteur distribué de température et de contrainte est mûr pour sa commercialisation, les recherches de ces dernières années ayant permis de trouver l'astuce technique nécessaire à la **caractérisation précise** de la courbe de gain Brillouin.

La deuxième propriété, le gain optique de l'interaction Brillouin, conduit naturellement à la réalisation d'amplificateurs optiques et de lasers à fibre. La bande passante étroite du gain Brillouin cantonne l'application de l'amplificateur Brillouin à des applications très spécifiques. Mais lors de la conception d'un laser Brillouin, il représente un atout, car il permet de rendre l'émission unimodale. Ajoutée à d'autres caractéristiques telles que la directivité du gain, phénomène unique dans les fibres, la cohérence exceptionnelle de l'émission laser et son décalage en fréquence par rapport à l'onde de pompe, le laser Brillouin semble taillé sur mesure pour réaliser un gyroscope à fibre. Mais l'application gyroscopique est bien trop exigeante en performances et la fibre demeure sensible à d'autres paramètres, notamment l'effet Kerr, si bien qu'après de nombreuses années de recherche dans de nombreux laboratoires, le gyroscope

Brillouin n'a pas pu supplanter d'autres moyens de mesurer l'effet Sagnac. En revanche, le laser Brillouin représente une solution attrayante pour de nombreuses **autres applications** où ses qualités hors du commun peuvent être avantageusement exploitées

En plus de toutes les caractéristiques techniques, aussi exceptionnelles soient elles, le développement de toutes ces applications utilisant la diffusion Brillouin doit aussi s'orienter vers des solutions **compétitives commercialement**.

A la lumière de ces constatations se dégagent les trois objectifs que ce travail de thèse s'est employé à réaliser:

- En premier lieu, il s'est appliqué à recueillir les principales connaissances ayant trait à la diffusion Brillouin dans les fibres optiques et d'aboutir pour la première fois à la modélisation précise et complète d'un laser Brillouin en anneau fonctionnant en régime continu. Ainsi, les caractéristiques indispensables à la conception d'un tel laser Brillouin, telles que son seuil, son rendement ou sa fréquence d'émission peuvent être aujourd'hui précisément déterminées. De plus, une explication satisfaisante du mécanisme qui confère au laser Brillouin une cohérence aussi élevée a pu être apportée.
- Le capteur de courant Brillouin, le dispositif permettant de mesurer le spectre de lasers cohérents, le générateur de signaux micro-ondes modulés en phase et l'émetteur de signaux PSK à large bande sont autant de solutions inédites touchant des domaines aussi différents que ceux des capteurs, de la métrologie, de l'instrumentation et des télécommunications.
- Finalement, mais non des moindres, ce travail s'est appliqué à réduire le coût du laser Brillouin à fibre. Sachant qu'il est essentiellement composé de quelques mètres de fibre optique et d'un laser de pompe, il était impératif, pour en diminuer son prix d'utiliser un laser semiconducteur. En ayant recourt à un anneau court utilisant une fibre à coeur réduit, pompé par une source semiconductrice puissante telle celles apparues ces dernières années sur le marché, un prototype de laser Brillouin fiable et compact a pu être réalisé avec succès.

Dans un proche avenir, l'apparition de miroirs tout fibre à réseau de Bragg très sélectif, permettra d'améliorer encore les performances tout en simplifiant la configuration des lasers Brillouin pompés par une source semiconductrice. En effet, un résonateur Fabry-Perot à fibre dont les miroirs sont constitués de tels réseaux de Bragg ne nécessite plus aucun asservissement du laser de pompe, car grâce à la sélectivité spectrale des réseaux aucune cavité n'est formée à la longueur d'onde de pompage. A la fréquence de l'onde Stokes en revanche, la cavité possède une excellente finesse et peut être de longueur suffisante pour obtenir une émission laser de très haute cohérence.

Comme souvent dans le cadre de recherches, les résultats débordent largement le domaine d'investigation visé initialement. C'est ainsi, qu'au fil de ce travail, une nouvelle méthode permettant de mesurer les paramètres d'un résonateur en anneau à été développée. Lors de la mise au point de cette méthode basée sur l'analyse à l'aide d'un réflectomètre optique de la diffusion Rayleigh générée dans l'anneau de fibre, il est apparu que ce système était sensible à l'effet Sagnac et qu'un gyroscope pouvait être conçu selon ce principe.

Cependant, le point le plus gratifiant de ce travail de thèse est illustré par la prédiction à l'aide des paramètres du gain Brillouin, de l'importance de l'effet Kerr dû à l'électrostriction. C'est la preuve indéniable que la modélisation théorique de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques adhère à la réalité et que les moyens qui permettent de la mesurer sont aujourd'hui bien maîtrisés.

Annexe A: Le formalisme de Jones

Soit une onde lumineuse monochromatique se propageant dans la direction z . Son état de polarisation peut être exprimé en décomposant son champ électrique selon les axes x et y du système de coordonnées, pour former son vecteur de Jones:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \exp(i(\omega t - kz + \varphi_x)) \\ E_y \exp(i(\omega t - kz + \varphi_y)) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x e^{i\varphi_x} \\ E_y e^{i\varphi_y} \end{bmatrix} \exp(i(\omega t - kz)) \quad (A.1)$$

Les composantes du vecteur sont donc des amplitudes complexes de même pulsation. Une polarisation linéaire est représentée par deux composantes ayant un déphasage relatif nul, tandis qu'une polarisation circulaire est représentée par deux composantes déphasées de $\pi/2$.

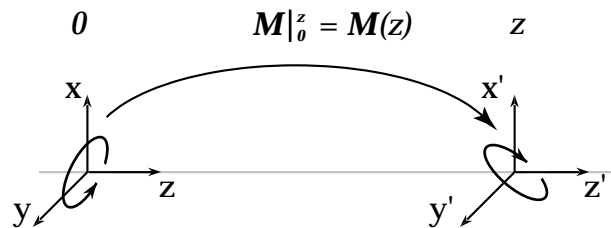


Figure A-1: Représentation selon le formalisme de Jones de la propagation d'une onde lumineuse

L'évolution le long de l'axe z peut être alors interprétée comme une transformation $(x, y, z) \Rightarrow (x', y', z')$, représentée par la matrice $\mathbf{M}(z)$. Cette matrice dépend de la biréfringence du trajet entre z et z' .

Dans le cas d'une onde lumineuse se propageant en sens inverse, selon l'axe $-z$, la matrice de la transformée de z' à z est donnée par la matrice transposée $\mathbf{M}^T(z)$.

Il est cependant important de noter que le système de coordonnées $(x, y, -z)$ est gauche; la notion de direction droite ou gauche pour une polarisation circulaire peut donc porter à confusion, et l'on se référera alors toujours à un système d'axe droit dont l'axe z correspond à la direction de propagation pour exprimer cette notion.

Soit un anneau en fibre optique composé d'une fibre de longueur L et de biréfringence quelconque. Définis au chapitre 5, les modes propres de polarisation de l'anneau correspondent aux états de polarisations qui se trouvent inchangés après avoir effectué un tour d'anneau. Il

sont donc donnés par les vecteurs propres \mathbf{E}_{p_1} et \mathbf{E}_{p_2} de la matrice $\mathbf{M}(L)$, et leur évolution le long de l'anneau est donnée par:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{p_j}(z) &= \mathbf{M}(z) \mathbf{E}_{p_j}(0) \\ j &= 1,2 \end{aligned} \tag{A.2}$$

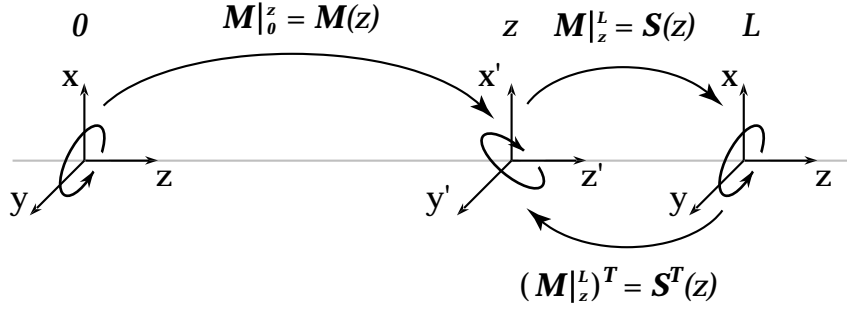


Figure A-2: Représentation du formalisme de Jones appliqué à un anneau de fibre optique de longueur L

Les modes propres de polarisation de l'anneau pour une onde se propageant en sens inverse correspondent aux vecteurs propres \mathbf{E}_{s_1} et \mathbf{E}_{s_2} de la matrice $\mathbf{M}^T(L)$. Si les anneaux ne contiennent aucun élément dont les pertes dépendent de la polarisation et que le gain Brillouin est suffisamment faible pour ne pas influencer l'état de polarisation, les facteurs de gain ou de perte peuvent être laissés de côté pour ne considérer que l'évolution de l'état de polarisation. Dans ce cas, la matrice $\mathbf{M}^T(z)$ est unitaire et égale à:

$$\mathbf{M}^T(z) = (\mathbf{M}^{-1}(z))^* = \mathbf{M}^*(z) \tag{A.3}$$

Les valeurs propres et les vecteurs propres de la matrice $\mathbf{M}^T(L)$ sont donc égaux à ceux de la matrice $\mathbf{M}^*(L)$. On trouve alors que les valeurs propres ainsi que les vecteurs propres pour une onde se propageant en sens inverse sont donnés, par rapport au même système de coordonnées, par les complexes conjugués de ceux de l'onde circulant dans le sens de l'axe des z :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{s_j}(0) &= \mathbf{E}_{p_j}^*(0) \\ j &= 1,2 \end{aligned} \tag{A.4}$$

L'évolution de ces vecteurs propres le long de l'anneau est donnée par:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{s_j}(z) &= \mathbf{S}^T(z) \mathbf{E}_{s_j}(0) \\ j &= 1,2 \end{aligned} \tag{A.5}$$

or conformément à la description donnée en Figure A-2, il apparaît que:

$$\mathbf{S}(z) \mathbf{M}(z) = \mathbf{M}(L) \quad (\text{A.6})$$

$$\mathbf{S}(z) = \mathbf{M}(L) \mathbf{M}^{-1}(z) \quad (\text{A.7})$$

$$\mathbf{S}^T(z) = (\mathbf{M}^{-1}(z))^T \mathbf{M}^T(L) \quad (\text{A.8})$$

$$\mathbf{S}^T(z) = \left((\mathbf{M}^*(z))^T \right)^T \mathbf{M}^T(L) = \mathbf{M}^*(z) \mathbf{M}^T(L) = \mathbf{M}^*(z) \quad (\text{A.9})$$

Les modes propres de polarisation pour une onde lumineuse se propageant en sens inverse dans l'anneau sont donc donnés en tout point de l'anneau par:

Les modes propres de polarisation se propageant en sens inverse dans un anneau sont les conjugués complexe des modes propres de polarisation se propageant dans le sens normal

$$\mathbf{E}_{Sj}(z) = \mathbf{M}^*(z) \mathbf{E}_{Pj}^*(0) = \mathbf{E}_{Pj}^*(z)$$

$$j = 1, 2$$

(A.10)

Alain Küng

Ch. de la Chiesaz 15
1024 Ecublens
Tel. (021) 691 71 17

Né le 2 juin 1966 (31 ans)
Marié, deux enfants
Nationalité suisse et américaine



EXPERIENCE PROFESSIONNELLE

1995 à aujourd'hui

ASSISTANT-DOCTORANT au laboratoire de Métrologie de l'EPFL

Thèse: "L'émission laser par diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques"

Les principales conclusions de cette thèse ont fait l'objet de plusieurs publications

Technique: Projet 361 du Programme Prioritaire Optique du Conseil des Ecoles Polytechniques Fédérales sur la réalisation d'une source à haute cohérence et bas coût pour les transmissions optiques

Supervision du projet E+R de l'EPFL sur la conception et réalisation de circuits intégrés optiques-électroniques sur substrat silicium à couche d'oxyde enterrée (SOI)

Supervision du projet du Fond National sur l'étude d'un réseau de transmission optique local à haute capacité et à multiplexage en longueur d'onde

Enseignement: Supervision de travaux de semestres (3) et de diplôme (2)

1992-1995

ASSISTANT au laboratoire de Métrologie de l'EPFL

Technique: Projet européen EUREKA 458, Luciole sur la conception de circuits intégrés optiques multifonctions sur niobate de lithium

Projet du Fond National sur la mesure de la diffusion dans les milieux turbides

Enseignement: Supervision de travaux de semestres (3)

1992

ENSEIGNANT-REMPACANT à l'école des métiers de Fribourg

1989

DESSINATEUR-COPISTE à Usiflame SA (Cartier) à Villars-s/-Glânes

FORMATION

1987-1992	Diplôme d'Ingénieur EPF en Microtechnique Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
1979-1987	Maturité cantonale type C (scientifique) Collège St-Michel de Fribourg

CONNAISSANCES

Langues	Français , langue maternelle Anglais , bonnes connaissances de compréhension, de conversation et d'écrit Allemand , connaissances scolaires et de conversation
Publications	Auteur et coauteur de 13 publications
Informatique	Pascal, logiciels mathématique Matlab et Mathematica, Microsoft Word, Illustrator, système d'exploitation Mac-OS
Militaire	Soldat de transmission, conducteur cat. II, Batterie EM, Groupe L DCA 10
Hobbies	Astronomie, électronique, WV coccinelle, voyages
Sports	Ski, Ski de randonnée, montagne

PUBLICATIONS

- [1] E. Gini, L. H. Spiekman, H. Van Brug, J. F. Vinchant, S. Morasca, F. Pozzi, C. De Bernardi, R. Zengerle, W. Weiershausen, W. Noell, A. Küng, L. Thévenaz and N. Vojdani, "Measurements of loss and mirror reflectivity in semiconductor optical waveguides: a European interlaboratory comparison experiment", Symposium on Optical Fiber Measurements, Technical Digest, pp. 113-116, Boulder, 1994
- [2] A. Küng and Ph. A. Robert, "Measuring integrated optical circuits using a low-coherence light source", Optical Engineering, Vol. 34, No. 7, pp. 2049-2054, July 1995
- [3] H. J. Troger, P. A. Nicati, A. Küng and Ph. A. Robert, "Group index measurement on InP waveguides using Fabry-Perot Techniques: Accuracy analysis and comparison with white light interferometry measurements", COST 240 Workshop on characterization techniques for active and passive photonics components, Budapest, March 25, 1996
- [4] L. Thévenaz, A. Küng and Ph. A. Robert, "Measurements of sub-Megahertz laser linewidth using a Brillouin fiber laser", COST 240 Workshop on characterization techniques for active and passive photonics components, Budapest, March 25, 1996
- [5] A. Küng, P. A. Nicati and Ph. A. Robert, "Brillouin fiber optic current sensor", International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS-11), We2, Sapporo, May 21-24, 1996
- [6] A. Küng, P. A. Nicati and Ph. A. Robert, "Brillouin fiber optic current sensor", Optical Review, Vol. 4, No. 1A, pp. 56-57, September, 1996
- [7] A. Küng, P. A. Nicati and Ph. A. Robert, "Reciprocal and quasi-reciprocal Brillouin fiber-optic current sensors", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 8, No. 12, pp. 1680-1682, December, 1996
- [8] A. Küng, L. Thévenaz and Ph. A. Robert, "Laser linewidth determination in the sub-Megahertz range using a Brillouin fiber laser", European Conference on Optical Communication (ECOC'96), TuP.22, Vol. 2, pp. 305-308, Oslo, September 15-19, 1996
- [9] A. Küng, J. Budin, L. Thévenaz and Ph. A. Robert, "Optical fiber ring resonator characterization by optical time-domain reflectometry", Optics Letters, Vol. 22, No. 2, pp. 90-92, January 15, 1997
- [10] A. Küng, L. Thévenaz and Ph. A. Robert, "Polarization analysis of Brillouin scattering in a circularly birefringent fiber ring resonator", IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 15, No. 6, pp. 977-982, June, 1997
- [11] A. Küng, J. Budin, L. Thévenaz and Ph. A. Robert, "Rayleigh fiber optics gyroscope", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 9, No. 7, pp. 973-975, July, 1997
- [12] C. Brisson, A. Küng, Ph. A. Robert, D. Rodellar and C. Bungarzeanu, "Réseau local optique a grande capacité basé sur un protocole de type ethernet multi-canaux", Journées Nationales d'Optique Guidée, St-Etienne, France, 27-29 octobre 1997
- [13] L. Thévenaz, A. Küng, M. Niklès and Ph. A. Robert, "Electrostrictive nonlinearity in optical fibers deduced from Brillouin gain measurements", Conference on Optical Fiber Communication OFC'98, ThA2, Technical Digest, San Jose, CA, February 22-27, 1998