

CHAPITRE 5

Démonstration de la faisabilité d'un gyromètre à fibre à conjugaison de phase

Notre objectif est d'insérer un miroir à double conjugaison de phase dans un prototype de gyromètre à fibre afin de démontrer que ce système permet de mesurer des rotations. Nous allons commencer par décrire le prototype et expliquer son fonctionnement.

I. Mise en oeuvre du gyromètre à fibre

I.1. Description

Le gyromètre que nous avons utilisé est dérivé d'un gyromètre commercial dont seule la fibre a été changée. Ce prototype qui a été mis au point pour nos expériences par la société SFIM Allemagne (Figure 5-1) comporte une fibre monomode standard de 2 km de longueur. Des possibilités d'insérer un système tel que le miroir à double conjugaison de phase vers le milieu de la bobine de fibre ainsi que de changer la source ont été aménagées.

La source à notre disposition pour caractériser ce prototype est une diode super-luminescente émettant à 850 nm de 1 mW de puissance. Le détecteur est une photodiode PIN en silicium et un coupleur intégré monomode à maintien de polarisation en LiNbO_3 assure la réciprocité du système. La modulation de phase est assurée par deux modulateurs intégrés sur le coupleur LiNbO_3 et placés au début de chaque extrémité de la bobine de fibre.

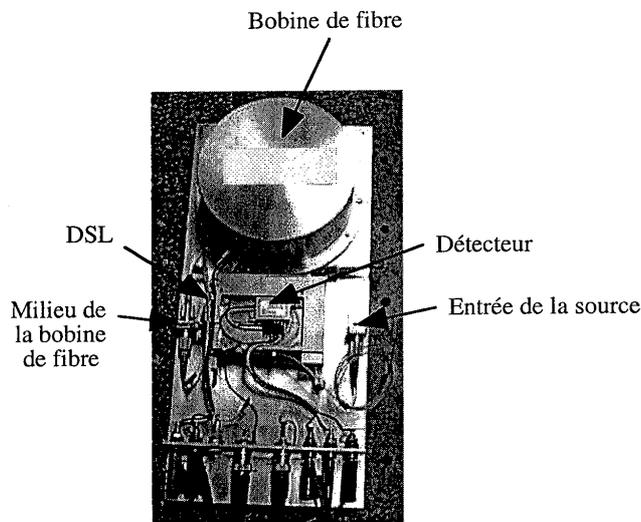


Figure 5-1 : Photographie du prototype de gyromètre. DSL : diode super-luminescente. Le coupleur ainsi que les modulateurs de phase ne sont pas visibles sur cette photographie.

Le gyromètre fonctionne suivant le principe décrit dans la partie 1. Nous appliquons une modulation sinusoïdale à 50 kHz (qui correspond à la moitié de l'inverse du temps de transit dans les deux kilomètres de fibre) avec une amplitude telle qu'une modulation de phase de $\pi/2$ soit créée à l'aide d'un GBF (Générateur Basse Fréquence). Nous mesurons à l'aide d'une détection synchrone (sur laquelle le temps d'intégration a été choisi égal à 3 ms) l'amplitude de la composante à la fréquence de modulation qui est proportionnelle à la vitesse de rotation (Figure 5-2).

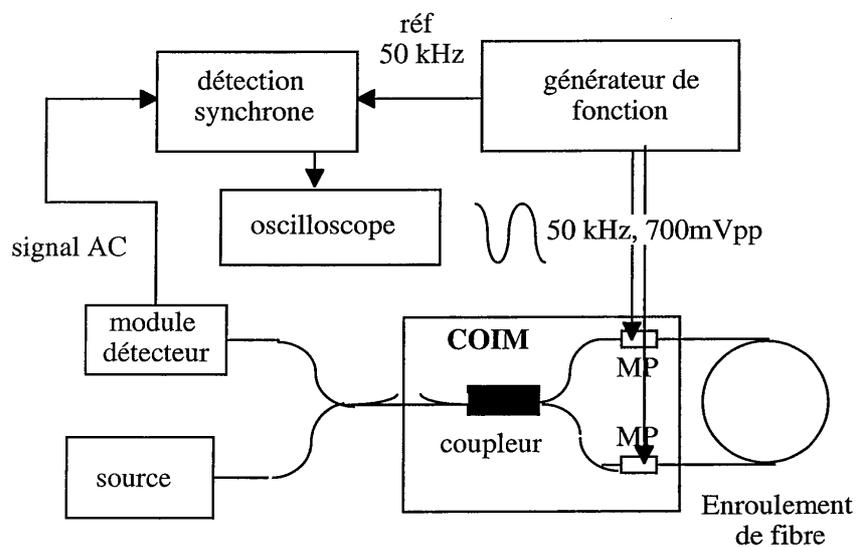


Figure 5-2 : Schéma du gyromètre à fibre. COIM représente le coupleur d'optique intégrée monomode qui inclut les modulateurs de phase (MP).

I.2. Mesure de la rotation de la terre

Le gyromètre mesure des rotations ayant des composantes autour de l'axe d'enroulement de la fibre. La relation entre le signe du signal délivré par la détection synchrone et le sens de rotation dépend du sens de l'enroulement de fibre. Il peut être déterminé expérimentalement par un étalonnage réalisé à la main en tournant le gyromètre dans un sens donné.

Afin d'étalonner notre système, nous avons commencé par mesurer la rotation de la terre. Pour cela, nous avons placé le gyromètre à l'horizontale et ainsi, sachant que Paris se trouve à une

latitude d'environ 41° , nous avons mesuré $\Omega_T \cos 49^\circ$ (Figure 5-3), Ω_T étant la vitesse de rotation de la terre (1 tour/jour soit $15^\circ/\text{h}$).

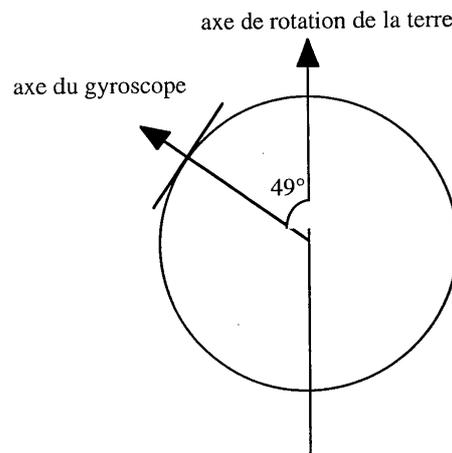


Figure 5-3 : Mesure de la rotation de la terre avec le gyromètre.

Nous mesurons l'amplitude crête du signal modulé reçu par le détecteur V_{det} de même que l'amplitude de la composante du signal à la fréquence de modulation délivrée par la détection synchrone V_f . La valeur de la rotation est donnée par la formule suivante (voir partie 1):

$$\Omega_T \cos 49^\circ = \frac{\lambda c}{2\pi L D} \Delta\Phi_{\text{NR}} \quad (5-1)$$

où L est la longueur de la fibre, D le diamètre d'enroulement.

Dans le cas d'une modulation sinusoïdale du gyromètre, le déphasage non réciproque se calcule d'après l'équation 1-6 :

$$\sin(\Delta\Phi_{\text{NR}}) = \frac{V_f}{2 \frac{V_{\text{det}}}{\sqrt{2}} J_1\left(\frac{\pi}{2}\right)} = \frac{\sqrt{2} V_f}{V_{\text{det}} J_1\left(\frac{\pi}{2}\right)} \quad (5-2)$$

Nous en déduisons la valeur de la rotation de la terre qui vaut $\Omega_T = (15 \pm 2)^\circ/\text{h}$. L'incertitude est due d'une part à l'incertitude sur le zéro et d'autre part au système de détection que nous utilisons (GBF, détection synchrone) et qui ne permet pas d'atteindre les mêmes performances

que les systèmes de traitement du signal utilisés dans les gyromètres commercialisés. Le GBF est notamment très important puisque si la fréquence qu'il délivre ne correspond pas exactement au temps de transit dans la fibre, cela se traduit sur le signal par un décalage du zéro [Lefèvre 92]. Malgré ces incertitudes, notre mesure donne une approximation acceptable de la rotation de la terre.

I.3. Pertes dans le gyromètre

Expérimentalement, nous avons mesuré une puissance au milieu de l'enroulement de fibre de $12 \mu\text{W}$ sachant que la puissance de la source fibrée à l'entrée du gyromètre est de 1mW . Par conséquent, les pertes sont de 19 dB.

Théoriquement, les pertes peuvent s'évaluer de la façon suivante : 3 dB pour la polarisation de la source (la diode super-luminescente n'est pas polarisée), 3 dB pour le premier coupleur, environ 4 dB de pertes dans le circuit d'optique intégrée monomode, 3 dB pour le second coupleur et 3 dB par kilomètre pour l'atténuation dans la fibre monomode à 850 nm. Au total, nous obtenons 18 dB, ce qui correspond à nos constatations expérimentales.

II. Insertion du miroir à double conjugaison de phase dans le gyromètre

II.1. Montage minimal

Le MDPCP est simplement inséré dans le gyromètre aux alentours du milieu de la fibre (figure 5-4, 5-5). Le reste du montage reste identique à celui de la figure 5-1. Le faisceau 1 est donc transmis dans la fibre en subissant des distorsions jusqu'au miroir. Il est alors transmis par le miroir avec une structure de phase qui est la conjuguée de celle du faisceau 3 arrivant sur la deuxième face du miroir. Il parcourt ensuite le second tronçon de fibre en compensant exactement les distorsions subies par le faisceau 3 lors de son trajet. Toutes les distorsions induites par la fibre sur les faisceaux 1 et 3 seront donc corrigées et les faisceaux 2 et 4 auront un front d'onde parfaitement identique à 3 et 1. Par contre, comme le miroir fonctionne en transmission, le déphasage Sagnac est transmis par le miroir à conjugaison de phase et peut être mesuré.

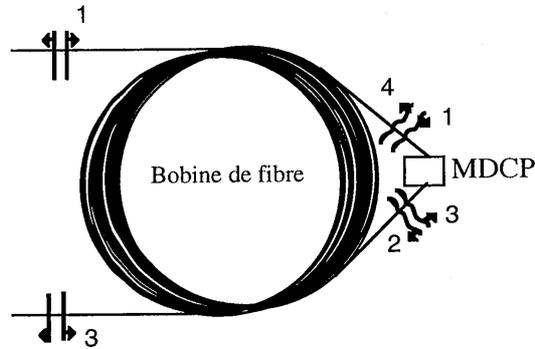


Figure 5-4 : Implantation du MDCP au voisinage du centre de la bobine de fibre.

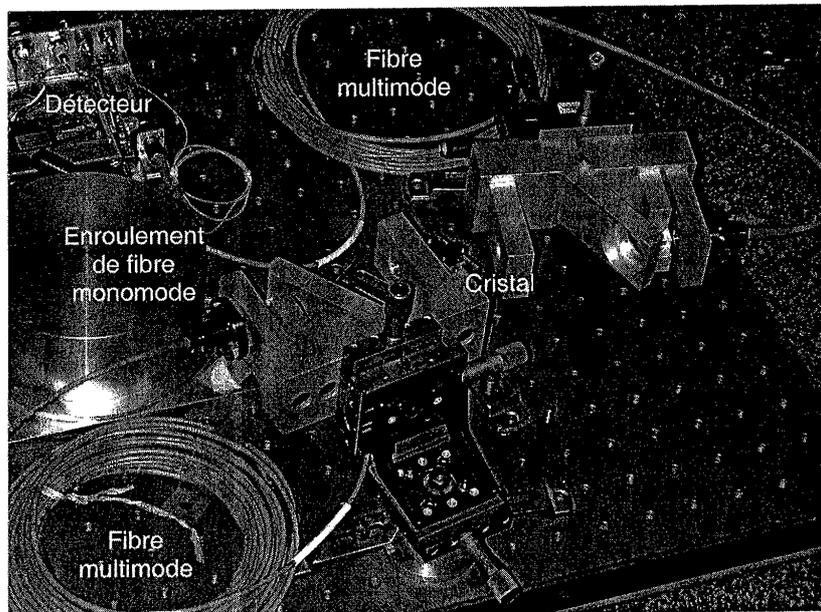


Figure 5-5 : Photographie du montage.

L'étude réalisée dans le chapitre précédent nous permet de déterminer les éléments essentiels au montage de MDCP que nous allons insérer dans le gyromètre à fibre. Tout d'abord, nous avons constaté l'utilité des fibres multimodes qui empêchent la diffraction conique et permettent de dépolariiser la lumière pour obtenir toujours 50 % de la lumière à la sortie du cube séparateur. Ces cubes polariseurs devraient théoriquement pouvoir être supprimés. En effet, comme notre

miroir ne conjugue qu'une seule polarisation, la polarisation ordinaire non conjuguée agit comme un simple faisceau d'effacement sans empêcher la conjugaison de phase. Cependant, ce faisceau d'effacement réduit le gain d'un facteur 2. Or nous avons déjà constaté que nous ne sommes pas largement au-dessus du seuil d'oscillation. On peut donc s'attendre à ce que ce faisceau d'effacement nous fasse passer sous le seuil, ce que nous avons constaté expérimentalement puisque nous n'avons pas pu obtenir de conjugaison de phase sans les cubes polariseurs. Cependant, ce problème doit pouvoir se résoudre par l'utilisation d'un cristal plus long permettant d'obtenir un produit Γl plus élevé. Une autre solution serait de réaliser un MDCP qui conjugue les 2 polarisations [Dupray 99], ce qui est parfaitement possible au prix d'une certaine complication du montage optique. Enfin, il est nécessaire de focaliser le faisceau dans le cristal pour augmenter la densité de puissance mais sans toutefois réduire trop le phénomène de beam-fanning par une trop grande focalisation. Le montage minimal comporte donc sur chaque bras un morceau de fibre multimode de 550 μm de cœur et de 10 m de long, un cube séparateur de polarisation et une lentille de focalisation (figure 5-6). La longueur de la fibre a été choisie pour assurer la dépolariation du faisceau. La longueur minimale nécessaire pour réaliser cette dépolariation dépend de la façon dont la fibre sera enroulée et n'a pas été étudiée pour le moment. Elle restera en tous cas relativement faible ce qui ne devrait pas augmenter de manière notable le coût du dispositif. L'ensemble de ce montage, de même que le gyromètre, sont montés sur un mini-marbre qui pourra être mis en rotation de quelques degrés à la main.

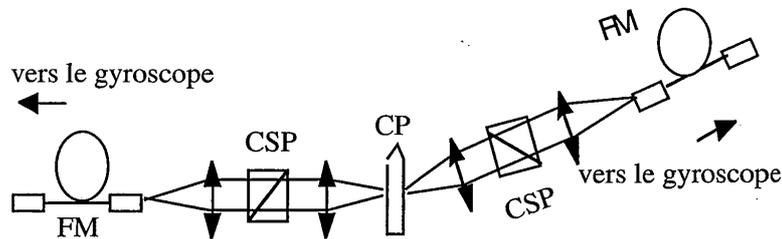


Figure 5-6 : Montage minimal de MDCP. FM : fibre multimode de 550 μm de cœur, de 10 m de long. CSP : cube séparateur de polarisation. CP : cristal photoréfractif.

II.2. Choix de la source

II.2.a. Longueur de cohérence

Le choix de la longueur de cohérence de la source résulte d'un compromis. D'une part, nous savons qu'une source à spectre large est nécessaire au bon fonctionnement du gyromètre.

D'autre part, le fonctionnement du MDCP nécessite que le faisceau pompe soit cohérent avec sa lumière diffusée afin qu'ils puissent ensemble inscrire les réseaux qui sont à la base de l'auto-oscillation du MDCP. Cette condition fixe une longueur de cohérence minimale. Quelques millimètres devraient suffire dans notre configuration puisque c'est l'épaisseur de notre cristal [Cronin-Golomb 1985].

Cependant, la longueur de cohérence influe également sur la cohérence spatiale des différents modes de propagation dans la fibre. Les trains d'onde de durée t qui entrent dans la fibre se décomposent en effet suivant les différents modes et auront donc des temps de transit différents. Il faut que cette différence de temps de transit reste inférieure à t . Pour pouvoir travailler avec une longueur de cohérence réduite, il est donc plus favorable d'utiliser un bobinage de fibre monomode avec une courte longueur de fibre multimode, plutôt qu'un bobinage complet de fibre multimode.

II.2.b. Puissance de la source

Notre étude du MDCP a montré qu'une puissance incidente de $150 \mu\text{W}$ sur chaque bras du cristal était nécessaire pour obtenir de la conjugaison de phase. Les pertes entre la source et le cristal sont de 19 dB dus au gyromètre lui-même et de 3 dB dus aux cubes séparateurs de polarisation qui sont nécessaires au fonctionnement du MDCP, soit en tout 22 dB. En conséquence, la puissance en sortie de la source fibrée devra être au minimum de 30 mW. Cette valeur est un minimum et il serait dans la pratique utile de disposer d'une source 2 voire 3 fois plus puissante puisque nous n'avons pas réussi à obtenir un conjugué en phase avec une puissance de $150 \mu\text{W}$ sans réseau préalablement inscrit.

II.2.c. Conclusion

Nous en arrivons donc à la conclusion qu'il nous faut une source ayant une longueur de cohérence d'au moins quelques millimètres et une puissance après couplage dans une fibre monomode de l'ordre de 100 mW, soit une puissance de sortie en espace libre de l'ordre de 200 mW. Notre choix s'est porté sur un laser Titane-Saphir pompé par un laser argon. En effet, ce laser permet de remplir la condition sur la puissance. En ce qui concerne la longueur de cohérence, nous l'avons utilisé sans étalon (mais avec le filtre de Lyot) et la largeur de raie donnée par le constructeur est de 4 GHz, soit une longueur de cohérence $\frac{c}{\Delta\nu}$ de 76 mm, suffisante pour un bon fonctionnement du MDCP. Cette longueur de cohérence sera toutefois trop élevée pour le bon fonctionnement du gyromètre, comme nous le verrons dans la suite, et

nous serons gênés par l'amplitude des signaux dus aux interférences cohérentes des faisceaux rétrodiffusés dans la fibre et rétro réfléchis par les soudures et les interfaces.

II.3. Résultats expérimentaux

L'objectif de ces expériences est de montrer que le MDCP n'introduit pas un déphasage non-réciproque supplémentaire par rapport au fonctionnement du gyromètre seul et qui serait vu comme un signal de rotation. La question de la réciprocité du MDCP a été abordée pour la première fois en 1991 [Gu 91]. Dans cet article, il est démontré qu'un certain nombre de paramètres décrivant le fonctionnement du MDCP sont une conséquence directe de sa réciprocité. Une première démonstration expérimentale de cette réciprocité a été réalisée [Delaye 00] mais la véritable réponse sera donnée par le gyromètre lui-même, puisqu'il est le meilleur moyen de tester la réciprocité d'un composant optique. C'est pourquoi, nous allons comparer les résultats obtenus avec le MDCP à ceux obtenus si on connecte simplement la bobine de fibre sans introduire le miroir. Lors de ces mesures comparatives, il sera très important de se placer dans des conditions identiques, notamment de rapport signal à bruit. C'est pour cette raison notamment que les pertes introduites par le MDPC devront être ajoutées volontairement au système sans MDCP afin de conserver un rapport signal à bruit comparable.

Le laser titane-saphir est réglé à la longueur d'onde de 850 nm. La lumière est ensuite couplée dans une fibre monomode de 5 μm de coeur par un objectif de microscope de grossissement 20. La puissance obtenue à la sortie de la fibre monomode est de l'ordre de 100 mW.

II.3.a. Expériences sans MDCP

Nous commençons par évaluer les performances du système gyromètre et laser Titane-Saphir sans le MDCP et le comparons au fonctionnement normal avec la diode super-luminescente. Pour que cette comparaison soit valable, il est nécessaire de se placer dans des conditions expérimentales identiques (même puissance dans le gyromètre, même pertes). Pour cela, nous refermons la bobine de fibre et nous plaçons le gyromètre à l'horizontal afin de mesurer la rotation de la terre. Le signal délivré par la détection synchrone est présenté sur la figure 5-7. Nous nous plaçons à une puissance de 1 mW à l'entrée du gyromètre afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux que nous avons obtenus avec la diode super-luminescente. Pour diminuer la puissance du laser titane-saphir, nous avons placé une densité à l'entrée de la fibre monomode dans laquelle il est couplé.

Nous comparons donc les deux signaux obtenus (figure 5-7). Nous constatons que le signal délivré par la détection synchrone avec le laser Titane Saphir est beaucoup plus bruité que celui

délicat avec la diode super-luminescente. Ce bruit est dû aux interférences parasites entre les faisceaux rétrodiffusés et rétro réfléchis par la fibre et les différents éléments qui composent le gyromètre. Cela confirme le fait que la longueur de cohérence de la source est trop importante. Ces signaux d'interférences parasites créent un signal non réciproque qui s'apparente à une rotation et qui varie au cours du temps en raison des fluctuations du montage (température, mécanique, ...).

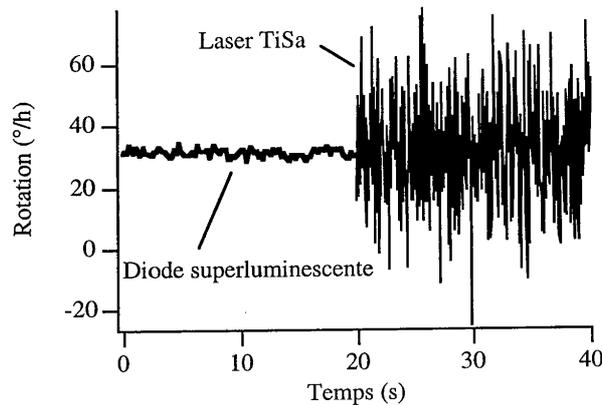


Figure 5-7 : Signaux délivrés par le gyromètre et la détection synchrone avec le laser Titane-Saphir. Comparaison avec les signaux reçus lorsque le gyromètre fonctionne avec la diode super-luminescente. Les signaux ont été enregistrés avec un temps d'intégration de 3ms et pour la même intensité entrant dans le gyromètre.

Par conséquent, l'utilisation de ce laser dans le gyromètre limite la précision de celui-ci à l'amplitude de ces interférences parasites. La valeur RMS de ce bruit, appelé bruit de dérive, est de 40 °/h pour un temps d'intégration de 3ms et le bruit limite à cette valeur les mesures. Nous remarquons également sur cette figure un décalage du zéro puisque la valeur de rotation de la terre donnée par la diode super-luminescente est de 30 °/h (au lieu de 15 °/h attendus). Ce phénomène est attribué à une dérive en fréquence du GBF utilisé.

II.3.b. Expériences avec le MDCP

L'introduction du MDCP dans le gyromètre va être à l'origine de pertes supplémentaires sur le signal efficace reçu par le détecteur dues à la fois aux polariseurs qui composent le système de conjugaison de phase et au fait que la transmission et la fidélité de la conjugaison de phase ne

sont pas égales à 1. Dans la suite, nous parlerons de taux de couplage pour quantifier ces pertes supplémentaires. En effet, nous considérons que le gyromètre seul correspond à une situation de couplage égal à 1.

Cristal X47 19 c/2

Le laser titane-saphir nous permet d'obtenir une puissance de 100 mW à l'entrée du gyromètre. En tenant compte des 22 dB de pertes évaluées précédemment, la puissance incidente sur le cristal est de l'ordre de 600 μ W. Le diamètre du faisceau est de 1 mm², ce qui donne une densité de puissance incidente sur le cristal de 60 mW.cm⁻². D'après la courbe simulée de la figure 3-8, le gain est réduit de 20 % avec cette densité de puissance et le produit $\Gamma\ell$ vaut donc 9,5. Il est donc supérieur au seuil et le MDCP devrait fonctionner.

Nous avons inséré le montage MDCP dans le gyromètre avec ce cristal mais nous n'avons pas réussi à obtenir un signal de conjugaison de phase satisfaisant. En effet, les résultats obtenus n'étaient pas reproductibles, ce que nous avons attribué à la proximité du seuil d'oscillation du MDCP qui rend les réglages de focalisation et de recouvrement des faisceaux trop critiques, surtout compte tenu des temps de réponse très long observés avec ces densités de puissance.

Nous avons donc décidé d'utiliser un autre cristal.

Choix d'un nouveau cristal

Les critères de choix de ce nouveau cristal sont les suivants. D'une part, il faut que le produit $\Gamma\ell$ soit suffisamment grand pour que nous soyons largement au-dessus du seuil et d'autre part, il serait intéressant que l'intensité de saturation soit faible afin que le système puisse fonctionner à faible puissance. Notre choix s'est donc porté sur un cristal long dont la conduction dans le noir est faible. Nous avons choisi un cristal de BaTiO₃ dopé au cobalt et taillé à 0° de 1cm de long. L'efficacité de ces cristaux pour la conjugaison de phase dans le proche infrarouge a été démontrée [Rytz 90]. De plus, leur conductivité dans le noir est très faible, d'où un temps de mémorisation dans le noir très long et une utilisation de ces cristaux dans des dispositifs de mémoires holographiques. Ils peuvent donc être utilisés avec de très faibles densités de puissance [Chang 95]. Leur seul inconvénient est qu'ils absorbent peu dans le proche infrarouge et leur temps de réponse est plus élevé que celui d'un cristal dopé au rhodium [Rytz 90 (1), Mathey 98].

Nous nous plaçons dans une configuration où les angles d'incidence sur le cristal sont importants (environ 70 ° d'incidence sur chaque face du cristal), ce qui nous permet d'utiliser au mieux le coefficient électro-optique élevé du cristal (r_{42}). L'avantage de cette configuration est que les faisceaux interagissent sur toute la longueur du cristal. De plus, l'absorption étant très faible dans ce cristal, le seuil d'oscillation du MDCP n'est pas augmenté comme c'était le cas

dans le $\text{BaTiO}_3\text{:Rh}$. C'est pour ces raisons que nous obtenons une conjugaison de phase efficace. Nous réalisons dans ce cristal un MDCP avec le laser titane saphir suivant la configuration présentée sur la figure 5-8 et nous constatons que l'efficacité est de 70 % pour une puissance incidente de 6 mW. Ce résultat est très intéressant puisqu'il signifie que nous pouvons espérer que 70 % de la lumière incidente sur le cristal (corrigée des pertes sur le trajet) soit recouplée dans le coupleur monomode du gyromètre. Il est très important de noter que le fait que la fidélité ne soit pas égale à 1 implique que les fronts d'onde des faisceaux de retour ne seront pas parfaitement reconstruits dans la fibre monomode et ne se recoupleront donc pas parfaitement dans le coupleur monomode. Mais cela cause simplement une baisse de l'efficacité de couplage sans induire de non-réciprocité (à partir du moment où le coupleur monomode est suffisamment sélectif [Delaye 00], ce qui est le cas dans les gyromètres commerciaux dont notre montage est dérivé).

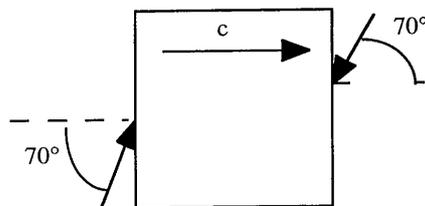


Figure 5-8 : Configuration MDCP réalisée dans un cristal de $\text{BaTiO}_3\text{:Co}$.

Cependant, comme nous nous y attendions, le temps de réponse est très long. En effet, il est d'une heure pour une puissance d'environ 6 mW incidente sur chaque bras. Nous nous attendons donc à un temps de réponse d'une dizaine d'heures lorsque nous insérerons ce système dans le gyromètre puisque nous travaillerons alors avec $600 \mu\text{W}$ incidents sur chaque face du cristal, avec l'avantage que dans ce cristal, l'efficacité et le seuil ne varient pas lorsque la puissance incidente diminue.

Résultats expérimentaux avec le cristal de $\text{BaTiO}_3\text{:Co}$

Nous insérons le montage de MDCP dans le gyromètre de la même façon que précédemment. Au bout de quelques heures, nous obtenons un signal de retour sur le détecteur du gyromètre et un signal à la détection synchrone que nous convertissons en signal de rotation (Figure 5-9). On reconnaît sur cette figure la modulation à la fréquence $2f$ sur le signal reçu par le détecteur du gyromètre (la composante à f n'est pas visible pour des rotations si faibles mais elle est détectée par la détection synchrone). La valeur RMS du bruit du signal délivré par la détection synchrone

est de $200^\circ/\text{h}$ environ pour un taux de couplage de 6%. La valeur de ce taux s'explique de la façon suivante : les polariseurs induisent une perte totale sur le signal de 75% et l'efficacité du MDCP n'étant que de 25%, nous obtenons un total de 6% de lumière atteignant le détecteur. L'efficacité du MDCP (25%) est inférieure à celle que nous avons obtenu dans le montage MDCP seul avec 6 mW incidents (75%). Nous attribuons cette baisse d'efficacité du MDCP au temps de réponse. En effet, le temps de réponse étant d'une dizaine d'heures, le montage subit des fluctuations (échauffement des fibres, diminution du taux de couplage dans la fibre monomode d'entrée en raison de fluctuations mécaniques, ...) qui dégradent les réglages et sont responsables de la baisse d'efficacité du MDCP puisqu'avec un temps de réponse si long, il est quasiment impossible de réagir à d'éventuels dérèglements accidentels du montage.

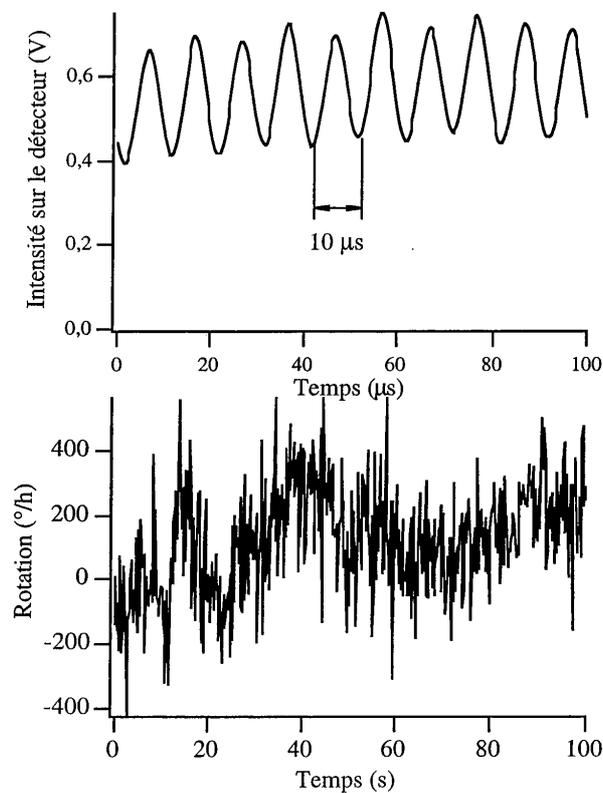


Figure 5-9 : Signal reçu par la détection synchrone (a) et le détecteur du gyromètre (b) avec le laser titane-saphir et le montage MDCP.

Afin de déterminer si le MDCP introduit des non-réciprocités supplémentaires par rapport au montage sans MDCP, nous devons comparer le fonctionnement avec et sans MDCP du gyromètre pour le même taux de couplage. Nous comparons donc nos résultats avec une mesure réalisée dans le gyromètre seul avec un taux de couplage entre les deux moitiés de bobine de fibre de 6 % (Figure 5-10). Cette figure montre que la valeur RMS du signal de "rotation" donné par la détection synchrone avec et sans MDCP est identique (de l'ordre de 200 °/h). Cela signifie que le MDCP n'introduit pas de non-réciprocité supplémentaire dans le gyromètre.

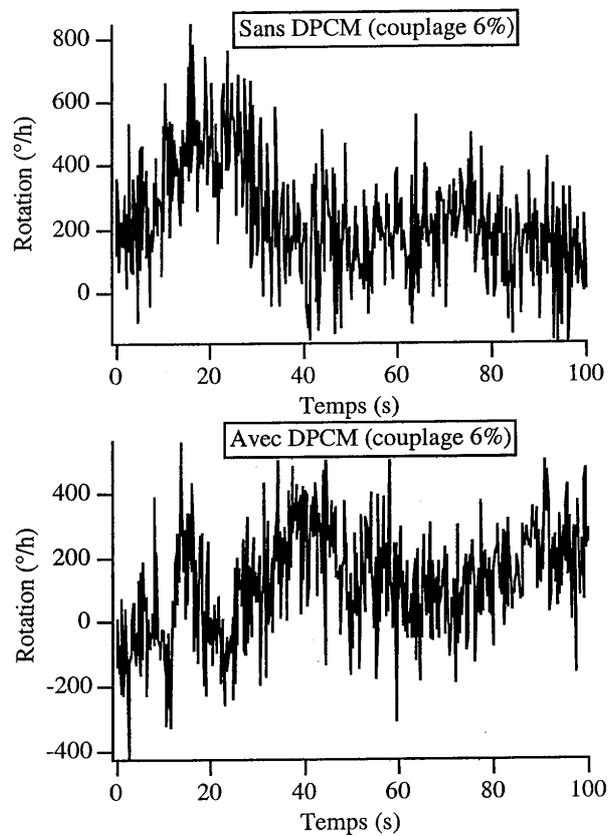


Figure 5-10 : Comparaison de l'amplitude du bruit mesuré à la détection synchrone avec et sans MDCP pour le même taux de couplage.

Afin de montrer que le gyromètre à MDCP permet de mesurer des rotations, nous avons tourné à la main dans le sens trigonométrique puis dans le sens inverse l'ensemble gyromètre + montage MDCP (Figure 5-5). La vitesse de rotation n'est pas facilement contrôlable et varie donc d'une expérience à l'autre mais nous constatons que la réponse du gyromètre est semblable dans les deux cas (Figure 5-11). Le gyromètre à MDCP permet donc de mesurer des rotations. En effet, la rotation du système n'efface pas le réseau inscrit dans le cristal puisque la structure de tavelures issue des fibres multimodes reste identique. Ainsi, le réseau reste adapté.

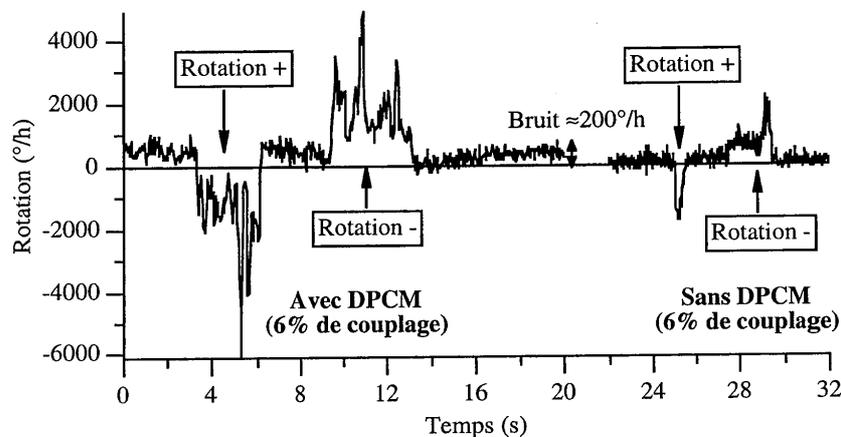


Figure 5-11 : Exemple de réponse du gyromètre à une rotation avec et sans MDCP.

Rotation - correspond à une rotation dans le sens trigonométrique.

III. Discussion et perspectives

Nous avons donc montré que le MDCP n'introduit pas de non-réciprocités supérieures à 200 °/h et qu'il permet de mesurer des rotations de l'ordre de quelques centaines de °/h.

Dans notre cas, l'erreur est un bruit de dérive dû aux interférences parasites. Pour le réduire, des techniques de moyennes jouant sur le temps d'intégration de la détection synchrone ne sont pas très efficaces [Bergh 84]. Dans notre cas, la technique la plus efficace est la réduction de la longueur de cohérence de la source utilisée. Pour améliorer notre système, il faudrait donc utiliser une source ayant une longueur de cohérence de quelques millimètres et suffisamment puissante pour le MDCP puisse fonctionner.

Par ailleurs, le taux de couplage faible obtenu avec le MDCP dégrade le rapport signal à bruit. En effet, les pertes introduites par le montage MDCP diminuent le signal utile alors que le bruit

de dérive du à la trop grande longueur de cohérence du laser reste constant. C'est pourquoi, l'augmentation du bruit RMS mesuré est du même ordre que les pertes introduites par le MDCP. Ainsi, la précision de la mesure est dégradée par le fait que la transmission du système de conjugaison de phase n'est que de 6 % et la mesure n'est précise qu'à 200 °/h près. L'efficacité du MDCP doit donc être améliorée mais ce sont surtout les polariseurs qu'il faudrait pouvoir supprimer puisqu'ils introduisent une perte de 75 %, en réalisant un MDCP qui conjugue les deux composantes de polarisations [Beckwith 87].

La troisième limitation du système se situe au niveau de la densité de puissance incidente qui doit être suffisamment forte d'une part pour que le gain photoréfractif soit saturé et d'autre part pour que le temps de réponse reste raisonnable. Le niveau de puissance étant fixé par la source et par les pertes dans le montage, il faut diminuer le diamètre des faisceaux pour augmenter la densité de puissance. Une piste intéressante pour résoudre ce problème serait le remplacement du cristal photoréfractif massif par un guide d'onde planaire. James et al. [James 93] ont en effet réalisé un MDCP en guide d'onde dans le visible et démontré que le temps de réponse de la conjugaison de phase pouvait être amélioré d'un ordre de grandeur par l'augmentation de l'intensité des faisceaux interagissants, celle-ci étant réalisée en confinant les faisceaux dans une structure de guide planaire. Ils utilisent des guides planaires réalisés dans des cristaux de BaTiO_3 par implantation d'ions H^+ . Cette technique consiste à bombarder un cristal massif d'ions H^+ perpendiculairement à l'axe \bar{c} . Les ions perdent alors de l'énergie par interaction électronique avec les ions de la maille cristalline. Une fois qu'ils ont perdu suffisamment d'énergie, ils subissent des collisions qui déplacent les atomes et distordent la maille cristalline, créant ainsi une couche bien définie dans laquelle l'indice de réfraction est plus faible. Le guide est ainsi créé entre la surface polie du cristal et la zone endommagée d'indice plus faible. La faisabilité de guides d'onde à la longueur d'onde de 850 nm a été démontrée par Mathey et al. [Mathey 01].

L'utilisation de cette technique dans notre système aurait donc de nombreux avantages puisqu'elle permettrait d'utiliser une source du type diode laser dans le gyromètre et d'améliorer le temps de réponse du système. Enfin une structure guidée s'intégrerait particulièrement bien dans le gyromètre qui contient déjà de nombreux éléments intégrés.

CONCLUSION

Les propriétés du cristal de BCT sont particulièrement intéressantes pour envisager qu'il remplace le BaTiO₃ dans les applications qui le nécessitent. En effet, ses coefficients électrooptiques sont élevés et le dopage au rhodium le rend sensible à 850 nm et à 1,06 μm.

Nous avons montré que les deux premiers coefficients électro-optiques r_{13} et r_{33} sont plus élevés dans le BCT ($r_{13}^T = 33 \text{ pm.V}^{-1}$ et $r_{33}^T = 170 \text{ pm.V}^{-1}$) que dans le BaTiO₃ ($r_{13}^T = 8 \text{ pm.V}^{-1}$ et $r_{33}^T = 105 \text{ pm.V}^{-1}$), tandis que le dernier est 3 fois moins fort dans le BCT ($r_{42}^T = 453 \text{ pm.V}^{-1}$ dans le BCT et $r_{42}^T = 1300 \text{ pm.V}^{-1}$ dans le BaTiO₃). Ce coefficient a cependant une valeur suffisante pour réaliser de la conjugaison de phase, comme nous l'avons démontré en réalisant un miroir à double conjugaison de phase avec un cristal de BCT à 514 nm. En plus de ces propriétés intéressantes, ces cristaux sont particulièrement faciles à obtenir car leur croissance peut se faire avec la composition congruente, ce qui n'est pas le cas du BaTiO₃ qui croît dans un excès de TiO₂. Ainsi, le BCT a l'avantage de croître plus rapidement et aussi d'être plus homogène du point de vue cristallin que le BaTiO₃.

L'étude de la sensibilité du cristal de BCT:Rh à 850 nm nous a permis de montrer que les cristaux sont sensibles à cette longueur d'onde. Nous avons mis en évidence des différences importantes entre le BaTiO₃ et le BCT au niveau du transfert de charges. En effet, nous avons montré que les cristaux de BCT contiennent du fer en grande quantité, ce qui a pour conséquence qu'il est nécessaire de doper les cristaux très fortement avec du rhodium pour améliorer leur sensibilité et que la densité de puissance nécessaire au bon fonctionnement de ces cristaux de BCT est beaucoup plus élevée que celle du BaTiO₃. Ces problèmes seraient résolus par la suppression du fer présent dans ces cristaux, ce qui implique d'identifier son origine. Enfin, nous avons montré que le dopage au rhodium rend les cristaux de BCT sensibles à 1,06 μm.

Nous avons ensuite mis au point avec BaTiO₃ un montage de miroir à double conjugaison de phase à 850 nm capable d'être inséré dans le gyromètre. Nous avons conçu un montage minimal et déterminé une configuration permettant d'obtenir une bonne efficacité de conjugaison de phase, en nous affranchissant des problèmes d'instabilité. Nous avons rencontré une limitation du montage qui est que notre MDCP ne peut fonctionner qu'avec une puissance incidente minimale d'environ 150 μW.

Nous avons ensuite inséré ce système dans un prototype de gyromètre conçu à cet effet. Nous avons dû utiliser une source de forte puissance (un laser titane-saphir) afin d'obtenir l'intensité suffisante au fonctionnement du MDCP. Cette source n'ayant pas une longueur de cohérence

suffisamment faible, des interférences parasites ont dégradé la précision de notre mesure. Ce montage nous a toutefois permis de montrer, en effectuant des mesures comparatives entre le gyromètre seul et le gyromètre avec MDCP dans des conditions identiques (pertes, puissance), que le MDCP est réciproque à 200 °/h près au moins.

Afin de pouvoir démontrer la réciprocity de ce composant à une meilleure précision, nous proposons d'utiliser une source du type diode laser ayant une longueur de cohérence plus faible. Ce type de diode n'ayant pas une puissance suffisante pour faire fonctionner le MDCP actuel, la solution serait de remplacer le cristal photoréfractif massif par un guide d'onde planaire, qui peut fonctionner avec une puissance plus faible. Cette technique d'optique guidée s'intégrerait parfaitement dans une architecture du type gyromètre.