

PARTIE 1

Chapitre 1 : Présentation de l'étude



10
11
12
13
14
15

16
17
18
19
20

21
22
23

I. Gyromètres à fibre optique

Au cours des années 40, le développement d'accéléromètres et de gyromètres mécaniques sensibles a permis la mise au point de systèmes de navigation très précis. Ceux-ci calculent, à partir des données délivrées par les différents capteurs de rotation et d'accélération, le mouvement d'un véhicule et ainsi sa position exacte. Ces techniques de navigation dites inertielles ont constitué un progrès énorme par rapport aux techniques utilisées précédemment.

Le développement de gyromètres optiques repose sur la découverte de l'effet Sagnac en 1913 [Sagnac 13], à savoir la possibilité de détecter une rotation avec de la lumière en utilisant le principe d'un interféromètre en anneau. A cette époque, l'effet de la rotation d'un système sur la propagation de la lumière à l'intérieur de celui-ci fut un phénomène très étudié, notamment par Michelson et Sagnac. Il fut démontré que la rotation du système produisait un déplacement des franges proportionnel à l'aire du circuit suivi par la lumière. Les systèmes de l'époque étaient limités par les possibilités de détection du déplacement des franges et nécessitaient soit des circuits optiques très grands, soit la mesure de très grandes rotations. C'est pourquoi, Michelson et Gale ne purent observer la rotation de la terre en 1925 qu'avec un interféromètre dont l'aire du circuit optique était de 200000 m² [Michelson 25].

Ainsi, bien que le principe de ces gyromètres optiques fût connu depuis longtemps, ce n'est qu'au début des années soixante qu'ils se développèrent avec l'apparition d'une première catégorie de gyromètres optiques : les gyromètres laser [Rosenthal 62]. Leur principe est le suivant : dans une cavité laser en anneau en rotation, la différence des chemins optiques entraîne une différence de fréquence entre les deux ondes contrapropagatives. La première démonstration fut réalisée en 1963 [Macek 63] avec un système qui permettait des mesures de fréquences avec une précision de 10⁻¹². Malgré leur principe simple, ces gyromètres laser ont nécessité 20 années de recherche avant d'être opérationnels. Ils présentent l'inconvénient de ne pas permettre la mesure de vitesses de rotation très faibles à cause du phénomène d'accrochage des deux ondes.

Les gyromètres à fibres quant à eux n'apparurent que plus tard avec le développement des fibres optiques. L'utilisation de la fibre optique permet d'obtenir à la fois de très longs trajets optiques et des encombrements faibles. C'est ce qui a permis le développement de gyromètres interférométriques commerciaux. Après la première démonstration de 1976 [Vali 76] où un déplacement des franges fut observé lors de la rotation du système, les performances ont été

améliorées jusqu'à atteindre des sensibilités suffisantes pour la navigation inertielle (0,01 °/h) d'abord en laboratoire [Bergh 81 (2), Davis 81], puis dans les systèmes commerciaux.

I.1. Principe

Le fonctionnement des gyromètres à fibre optique est basé sur l'effet Sagnac dont le principe est le suivant [Lefèvre 92, Arditty 81]. On considère un chemin circulaire dans le vide. On injecte de la lumière au niveau de la séparatrice M où elle est séparée en deux ondes contrapropagatives qui se propagent à la même vitesse c et se rejoignent en phase au niveau de la séparatrice quand le système est au repos. Dans le cas où le système est en rotation, un observateur immobile voit toujours la lumière entrer en M et être séparée en deux ondes contrapropagatives qui se propagent à la même vitesse (de la lumière) c . Mais cette fois, pendant la durée du trajet, la séparatrice se déplace en M' et ainsi, l'onde qui se propage dans le même sens que la rotation a un chemin ΔL à parcourir en plus et l'onde qui se propage en sens inverse un chemin ΔL en moins. Cette différence de chemin optique correspond à un déphasage $\Delta\Phi_{NR}$ qui peut se mesurer de façon interférométrique: Ce déphasage est dit "non réciproque" car son signe dépend du sens de propagation de la lumière.

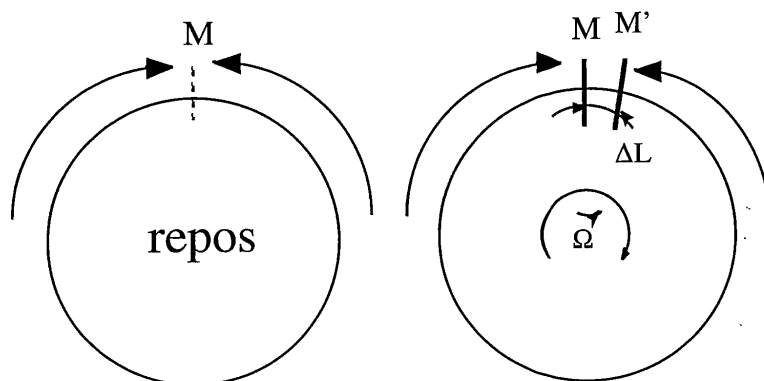


Figure 1-1 : Principe de l'effet Sagnac.

Ce déphasage est proportionnel à la vitesse de rotation. En effet, la variation de chemin optique vue par chacune des deux ondes s'écrit :

$$\Delta L = \frac{2\vec{A} \cdot \vec{\Omega}}{c} \quad (1-1)$$

où $\vec{\Omega}$ est la vitesse de rotation, \vec{A} est un vecteur normal au plan contenant l'interféromètre dont l'amplitude est la surface équivalente moyenne du chemin optique suivi par les deux ondes et c la vitesse de la lumière dans le vide. Ainsi, le déphasage entre les deux ondes de longueur d'onde λ vaut :

$$\Delta\Phi_{NR} = \frac{c}{\lambda} \Delta\tau = \frac{c}{\lambda} \frac{4\vec{\Omega} \cdot \vec{A}}{c^2} \quad (1-2)$$

$\Delta\tau$ étant le retard entre les deux ondes en M' . Le déphasage Sagnac est donc proportionnel au flux du vecteur vitesse de rotation à travers la surface de l'interféromètre, d'où l'idée d'augmenter ce flux en utilisant une fibre optique enroulée autour d'un cylindre. Il faut souligner que l'effet Sagnac est un effet purement temporel qui ne dépend pas du milieu de propagation [Arditty 81]. Ainsi le fait de se propager dans un milieu d'indice n (dans une fibre par exemple et non plus dans le vide) ne change pas l'expression du déphasage Sagnac. Dans le cas de la propagation dans une fibre de longueur L enroulée autour d'un cylindre de diamètre D , le déphasage Sagnac s'écrit :

$$\Delta\Phi_{NR} = \frac{2\pi LD}{\lambda c} \Omega \quad (1-3)$$

Le principe de base étant maintenant décrit, nous allons nous intéresser à la réalisation pratique d'un système capable de mesurer des rotations aussi faibles que 0,01 °/h.

I.2. Réciprocité

Si on considère un système comportant 2 km de fibre enroulée sur un cylindre de 10 cm de diamètre, fonctionnant à 850 nm et si on veut atteindre une sensibilité de l'ordre de 0,01 °/h, on doit être capable de mesurer un déphasage $\Delta\Phi_{NR}$ de l'ordre de 10^{-7} rad sur un déphasage total vu par chacune des ondes au cours de leur propagation de l'ordre de 10^{10} rad, ce qui implique de réaliser une mesure avec une précision de 10^{-17} .

C'est pourquoi, pour être capable de mesurer ce déphasage, il est nécessaire d'égaliser parfaitement les trajets des deux ondes et de réduire toutes les autres sources de déphasages non-réciproques qui ne sont pas dus à la rotation et qui peuvent varier en fonction de l'environnement. L'objectif est donc de sélectionner les fractions des ondes contrapropagatives

qui se sont propagées dans l'interféromètre selon un trajet optique identique. Il a été démontré que cette sélection est assurée si on injecte la lumière dans le gyromètre par un système composé d'un filtre monomode et d'un polariseur [Ulrich 80 (1)]. Il s'agit du montage minimal assurant la réciprocité des gyromètres à fibre.

Cependant, la présence de ce système de filtrage impose de contrôler la polarisation dans la fibre. Cela sera particulièrement vrai pour les fibres monomodes qui permettent la propagation de deux modes de polarisation. Leur biréfringence résiduelle variant au cours du temps en fonction de l'environnement (température, ..), cela entraîne une variation de la polarisation d'une onde s'y propageant et donc de la fraction de l'onde de retour transmise par le filtre. Afin de résoudre ce problème, des fibres à maintien de polarisation, qui sont des fibres à forte biréfringence, relativement insensibles aux fluctuations environnementales, ont été développées pour les gyromètres [Lefèvre 92].

I.3. Détection de phase

On considère l'interféromètre de la figure 1-2 dans lequel deux ondes se propagent en sens opposés. Au repos, les deux ondes interfèrent constructivement et le signal détecté s'écrit :

$$P(\Delta\Phi_{NR}) = P_0(1 + \cos\Delta\Phi_{NR}) \quad (1-4)$$

où $\Delta\Phi_{NR}$ est le déphasage non réciproque et P_0 l'intensité maximum.

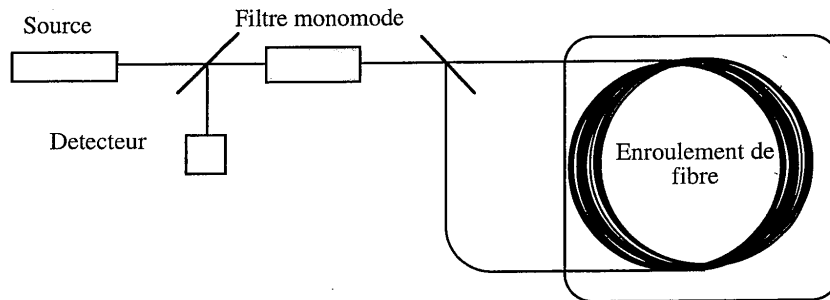


Figure 1-2 : Montage de base d'un gyromètre à fibre optique.

Lorsque le système subit une faible rotation, la variation de phase due à cette rotation se traduit par une très faible variation d'intensité. Pour avoir une meilleure sensibilité du dispositif, il est

nécessaire que le point de fonctionnement du gyromètre soit déplacé vers un endroit où la pente de variation de l'intensité avec le déphasage est plus importante. C'est pourquoi, deux modulateurs de phase dont la fréquence de modulation est choisie égale à la moitié de l'inverse du temps de transit dans la boucle sont introduits à chacune des entrées de la bobine (Figure 1-3).

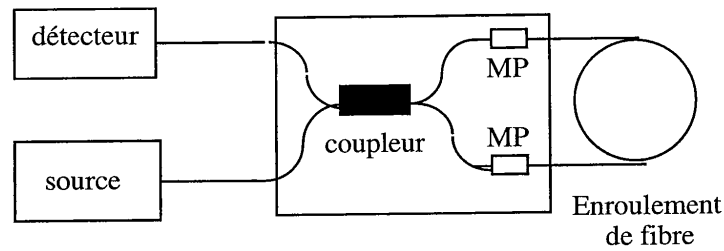


Figure 1-3 : Mise en oeuvre de la modulation de phase.

Cette technique est généralement mise en oeuvre avec un signal carré mais un signal sinusoïdal peut également être utilisé [Ulrich 80 (1), Lefèvre 92] (Figure 1-4)

Dans le cas d'une modulation sinusoïdale $\Delta\Phi_m(t) = \Phi_b \cos(2\pi f_m t)$, le signal détecté s'écrit :

$$P(\Delta\Phi_{NR}) = P_0 \left(1 + \cos(\Delta\Phi_{NR} + \Phi_b \cos(2\pi f_m t)) \right) \quad (1-5)$$

L'équation (1-5) se développe à l'aide des fonctions de Bessel et une détection à la fréquence de modulation f_m nous donne le signal suivant :

$$P_1(\Delta\Phi_{NR}) = 2P_0 J_1(\Phi_b) \sin(\Delta\Phi_{NR}) \quad (1-6)$$

Une détection à la fréquence $2f_m$ nous donnerait un signal :

$$P_2(\Delta\Phi_{NR}) = 2P_0 J_2(\Phi_b) \cos(\Delta\Phi_{NR}) \quad (1-7)$$

En conclusion, lorsque le système est au repos ($\Delta\Phi_{NR} = 0$), on obtient uniquement un signal à deux fois la fréquence de modulation. Seule la rotation fait apparaître une composante à la fréquence de modulation.

Le maximum de sensibilité du système est obtenu pour une modulation d'amplitude $\Phi_b = 1,8$ rad.

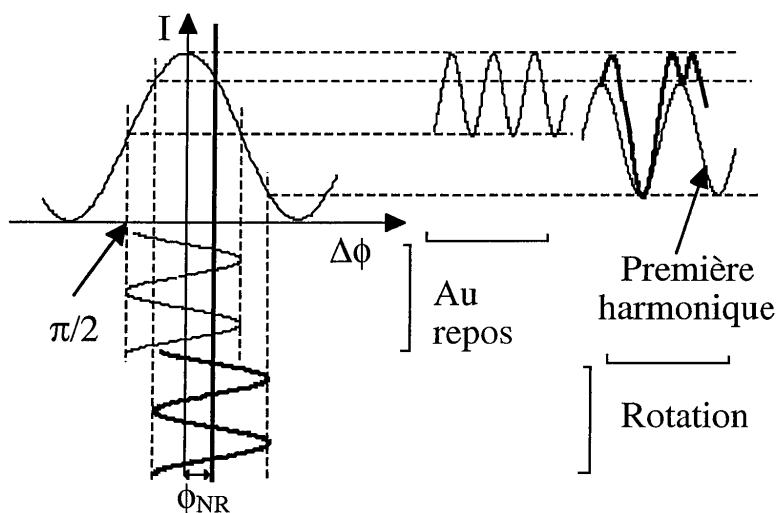


Figure 1-4 : Principe de mesure du déphasage Sagnac dans un gyromètre à fibre modulé sinusoidalement.

I.4. Sources de bruit

La limite absolue de bruit est donnée comme dans tous les systèmes optiques par le bruit de photons. Cependant, pour atteindre cette limite, il faut pouvoir réduire toutes les autres sources de bruit.

La plus importante provient de la lumière rétrodiffusée par la fibre ou réfléchiée par les composants optiques qui composent le système. Ces signaux de retour se divisent en deux catégories : les signaux cohérents et les signaux incohérents. La portion incohérente des signaux de retour ajoute uniquement un niveau de signal constant sur le détecteur (dont l'influence est similaire à celle du courant d'obscurité d'un détecteur). La lumière rétrodiffusée ou réfléchiée cohérente peut, quant à elle, être source d'erreurs importantes [Cutler 80]. En effet, cette lumière ne satisfait pas à la condition de réciprocity et introduit donc, sur la mesure du déphasage dû à la rotation, un signal parasite vu comme un déphasage non réciproque, qui varie

au cours du temps à cause des vibrations et des variations de température. Plusieurs techniques pour réduire cette erreur par des moyennes en jouant sur le temps d'intégration du système de détection ont été démontrées mais elles ne sont pas efficaces [Bergh 84]. Cependant, la technique donnant les meilleurs résultats consiste à utiliser une source à spectre large comme une diode laser [Thomson 78, Böhm 81 (1)] ou une diode super-luminescente [Böhm 81 (2)] car la longueur de cohérence de ces sources est très faible et cela permet donc de réduire la longueur effective d'influence de ces signaux parasites.

I.5. Configuration minimale d'un gyromètre à fibre

Les considérations précédentes nous permettent de définir la configuration minimale d'un gyromètre à fibre. Elle doit comporter une source à spectre large pour s'affranchir des interférences parasites dues aux rétrodiffusions et réflexions. Un filtre monomode composé d'une fibre monomode et d'un polariseur est ensuite nécessaire pour assurer la réciprocity du système. Deux modulateurs de phase placés à chaque extrémité de la bobine de fibre assurent le fonctionnement du système avec une bonne sensibilité de détection. L'utilisation d'une bobine de fibre monomode à maintien de polarisation permet d'assurer un taux de recouplage de la lumière constant et non nul dans le filtre monomode. Enfin, un système performant de détection et de traitement du signal est nécessaire pour extraire le signal du bruit lorsqu'on veut atteindre des précisions de l'ordre de 0,01 %/h.

I.6. Technologie

Les premiers gyromètres à fibre étaient composés d'une fibre monomode, de composants massifs et d'un laser He-Ne. Depuis cette époque, les diodes laser et les composants d'optique intégrée ont été développés et sont utilisés dans les systèmes actuels. Ces nouveaux composants sont compacts et ont l'avantage de permettre une production de masse à faible coût. Les avancées technologiques ont permis d'améliorer la sensibilité des gyromètres à fibre jusqu'à 0,01 %/h.

Le prototype de gyromètre qui est mis à notre disposition pour cette étude est dérivé d'un gyromètre de la société SFIM composé d'une source à spectre large du type diode super-luminescente. Celle-ci est couplée dans une fibre monomode suivie d'une première séparatrice. Le coeur de l'interféromètre composé d'un polariseur, d'un filtre monomode spatial, d'une seconde séparatrice et de deux modulateurs de phase est remplacé par un système entièrement

guidé. L'utilisation d'un seul circuit intégré qui combine toutes les fonctions est un énorme avantage par rapport à l'optique classique. Ces circuits intégrés sont, dans notre cas, réalisés sur substrat de LiNbO_3 . En ce qui concerne la fibre, des fibres à forte biréfringence qui permettent le maintien de la polarisation ont été développées pour ces systèmes. Les gyromètres qui utilisent des fibres et des coupleurs à maintien de polarisation permettent les meilleures performances [Burns 83]. Enfin, le choix du détecteur est important pour ne pas dégrader les performances du système. Les photodiodes à semiconducteurs PIN sont idéales car elles ont une efficacité quantique proche de 1. Pour les gyromètres à 850 nm, des photodiodes en silicium sont utilisées. Le schéma de base des systèmes actuels est représenté sur la figure 1-5.

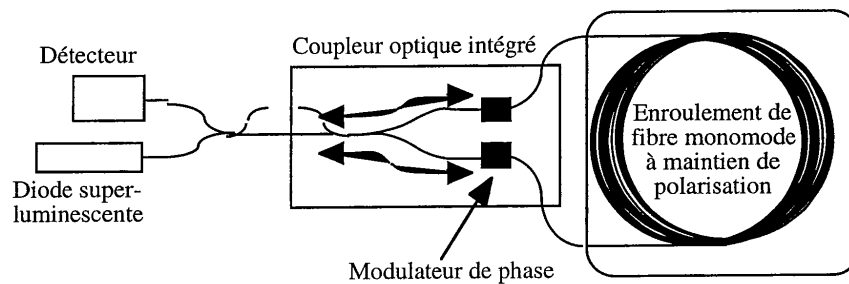


Figure 1-5 : Architecture actuelle des gyromètres.

II. Gyromètres à fibre à miroir à double conjugaison de phase

II.1. Description du projet

Les gyromètres décrits précédemment utilisent 200 m de fibre à maintien de polarisation et ont une sensibilité de l'ordre de 1 °/h. Pour conquérir le marché des centrales de navigation inertielle, actuellement dominé par les gyromètres laser, où les gammes de sensibilités des gyromètres doivent être de l'ordre de 0,01 °/h, il est nécessaire d'augmenter la longueur de la fibre jusqu'à 2 km. Or, dans ce cas, étant donné le coût de cette fibre (15 F/m), le coût de la bobine de fibre devient prépondérant dans le prix du gyromètre et celui-ci n'est pas compétitif par rapport aux autres technologies.

La fibre monomode à maintien de polarisation est un composant qui a été essentiellement développé pour les gyromètres à fibre et ces systèmes sont quasiment la seule application qui nécessite ce type de fibres. C'est pourquoi leur prix ne diminuera pas et le seul moyen d'obtenir un gyromètre à fibre de prix compétitif est d'utiliser un autre type de fibre. Cependant, l'utilisation d'une fibre monomode ou multimode standard pose deux problèmes. D'une part, en raison du coupleur monomode qui ne laisse passer qu'une polarisation, il est possible dans le pire des cas qu'aucune lumière ne soit recouplée. D'autre part, l'énergie moyenne recouplée de la fibre multimode ou monomode standard vers le coupleur monomode à maintien de polarisation est proportionnelle à l'inverse du nombre de modes N de cette fibre. Cette diminution du signal recouplé entraînerait une dégradation importante du rapport signal à bruit (puisque le bruit serait constant), ce qui diminuerait la sensibilité du système. La conjugaison de phase doit permettre de résoudre ces problèmes [Graindorge 82].

II.2. État de l'art

II.2.a. Principe de la conjugaison de phase

La conjugaison de phase consiste en l'inversion d'une onde incidente, à la fois en direction de propagation et en terme de phase. Cette inversion a été réalisée pour la première fois par holographie classique en 1965 par Kogelnik [Kogelnik 65] qui montre ainsi les propriétés de correction de distorsions de ce phénomène. Cependant, l'holographie classique n'est pas utilisable dans la plupart des applications en raison du temps nécessaire au développement de l'hologramme et de son repositionnement très précis. C'est pourquoi, des recherches sur l'holographie dynamique dans des milieux non-linéaires ont été entreprises et ont conduit à la réalisation de conjugaison de phase à l'aide d'effets non linéaires tels que l'effet Kerr ou la diffusion Brillouin stimulé. La première réalisation d'holographie dynamique date de 1972 et fut obtenue par effet Brillouin stimulée [Zel'dovich 72]

La conjugaison de phase dans les milieux non linéaires par mélange à 4 ondes a été proposée en 1977 [Yariv 77, Hellwarth 77]. Le mélange à quatre ondes a ensuite été réalisé expérimentalement à partir de milieux non-linéaires tels que des vapeurs atomiques, des matériaux laser, etc..

En 1980, Feinberg et al. [Feinberg 80] montrent que les matériaux photoréfractifs sont très intéressants pour la conjugaison de phase puisqu'ils permettent d'obtenir une bonne efficacité et

peuvent fonctionner avec de faibles densités de puissance. En effet, ils réalisent dans le BaTiO_3 le premier miroir à conjugaison de phase ayant une réflectivité supérieure à 1. Le principe de la conjugaison de phase est décrit sur la figure 1-6. Le faisceau réfléchi par un miroir à conjugaison de phase suit exactement en sens inverse le chemin suivi par le faisceau incident et avec une phase de l'onde inversée. Ainsi, si un faisceau traverse un milieu aberrateur et se réfléchit sur un miroir à conjugaison de phase, puis retraverse ce milieu aberrateur, il sera totalement corrigé des aberrations après son deuxième passage dans le milieu.

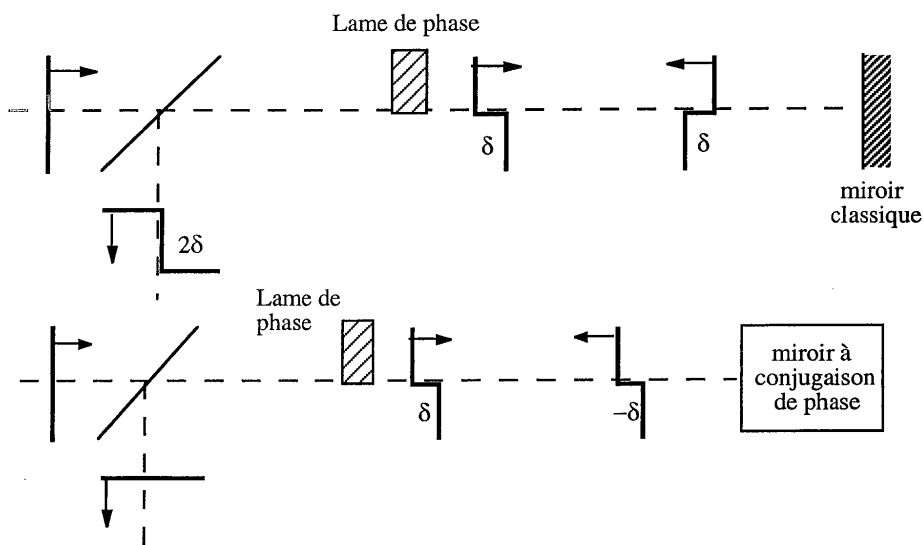


Figure 1-6 : Correction d'aberrations par conjugaison de phase.

II.2.b. Utilisation de la conjugaison de phase dans un gyromètre à fibre

L'idée d'utiliser la conjugaison de phase pour corriger des distorsions n'est pas récente [Kogelnik 65] et ses propriétés de correction de distorsion ont été largement démontrées [Wolf 80, Nazarathy 83, Tomita 88, Mager 94].

Différentes architectures de miroirs à conjugaison de phase furent proposées depuis la première par Graindorge et al. [Graindorge 82] avec un montage de type Michelson (Figure 1-7). Cette première tentative fut suivie de plusieurs autres avec des architectures différentes

[Fischer 85 (1), Yeh 86, McMichael 87, Chen 87]. Cependant, aucune de ces architectures n'a donné lieu à des développements ultérieurs.

L'utilisation de la conjugaison de phase doit permettre de corriger les distorsions du front d'onde induites par la fibre multimode lors du second passage dans celle-ci et ainsi d'assurer un bon recouplage dans le filtre monomode. La restauration d'une image par un miroir à conjugaison de phase après double passage dans une fibre multimode a été démontrée [Dunning 82, Fischer 85 (2)] de même que l'injection efficace de la lumière issue d'une fibre multimode dans une fibre monomode [Wolffer 92].

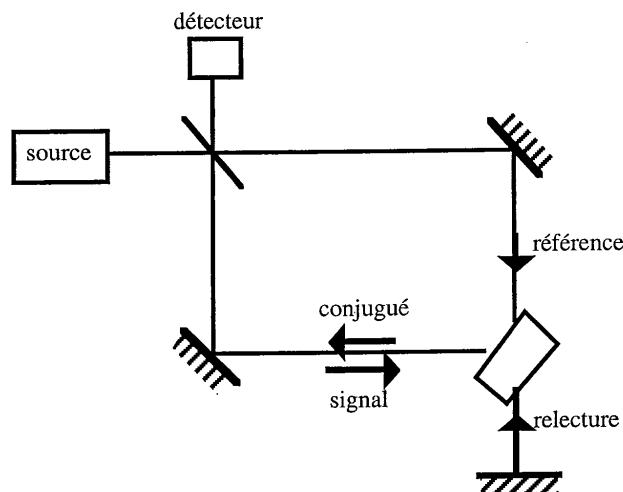


Figure 1-7 : Première proposition de montage interférométrique incluant un miroir à conjugaison de phase permettant de mesurer des déphasages non réciproques.

II.3. Le miroir à double conjugaison de phase

La configuration du miroir à double conjugaison de phase a été proposée et modélisée en 1984 [Cronin-Golomb 84]. La première observation expérimentale fut réalisée avec un cristal de BaTiO_3 [Weiss 87] à 488 nm en 1987. En effet, Weiss et al. démontrèrent une nouvelle architecture de miroir à conjugaison de phase : le Miroir à Double Conjugaison de Phase (MDCP) et ont suggéré d'utiliser ce composant dans un gyromètre à fibre optique [Weiss 87]. Toutefois, aucune démonstration de la faisabilité d'un tel système n'a été faite.

II.3.a. Principe

Le miroir à double conjugaison de phase appartient à la famille des miroirs à conjugaison de phase autopompés. Dans ce type de miroir, un faisceau pompe (ou éventuellement deux comme pour le MDCP) est incident sur le cristal et crée un conjugué en phase. Comme tous les miroirs autopompés fonctionnant en régime continu, le MDCP est basé sur l'effet photoréfractif [Ashkin 66, Pauliat 00] dont il utilise les principales propriétés, à savoir la capacité à créer des hologrammes de façon dynamique et la possibilité de provoquer un transfert d'énergie entre les deux faisceaux qui créent le réseau.

Le principe du miroir à double conjugaison de phase est le suivant. On considère deux faisceaux pompes 1 et 3 mutuellement incohérents incidents sur le cristal photoréfractif. Si le faisceau 1 seul est incident, il diffuse sur les défauts du cristal et crée une multitude de faisceaux diffusés. Ceux-ci sont cohérents avec le faisceau de pompe 1 et donc par effet photoréfractif inscrivent des réseaux d'indice dans le cristal. Suivant la géométrie du cristal et des réseaux, un transfert d'énergie s'effectue entre le faisceau pompe 1 et ces faisceaux diffusés. Ainsi, en sortie du cristal, une figure de diffusion amplifiée appelée coma photoréfractive (beam-fanning) est créée [Feinberg 82 (2)]. Le même processus a lieu pour le faisceau de pompe 3 et ainsi, lorsque les deux faisceaux sont présents en même temps dans le cristal, une compétition entre les deux figures de diffusion a lieu. Par conséquent, un réseau et un seul est commun finalement aux deux faisceaux de pompe et seul ce réseau subsiste en final dans le cristal. Il est tel que le faisceau 1 diffracte dans la direction conjuguée en phase du faisceau 3 et vice-versa. Ce principe est décrit par la figure 1-8. Chaque faisceau pompe peut être porteur d'informations spatiales, temporelles ou de phase différentes. Chaque profil spatial est conjugué en phase par le système sans qu'il n'y ait aucun mélange d'informations avec l'autre faisceau.

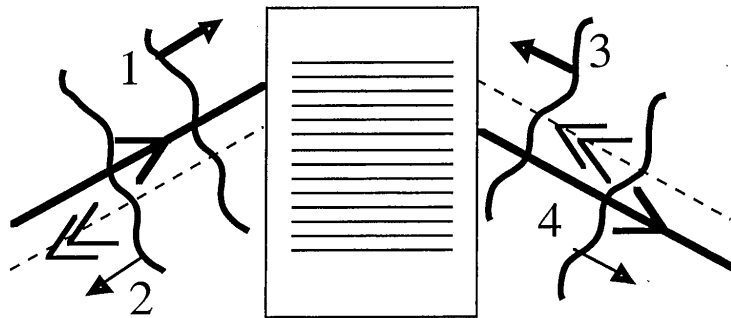


Figure 1-8 : Modélisation du MDCP.

Le faisceau 4 (resp. 2) est le diffracté du faisceau 1 (resp. 3) et le conjugué en phase du faisceau 3 (resp. 1). Le système fonctionne donc en transmission, en ce qui concerne la propagation des différents faisceaux. Le réseau étant inscrit entre le faisceau pompe et sa diffusion, il n'y a pas de réseau inscrit entre les deux faisceaux pompe et ces deux derniers peuvent donc être incohérents. Ce fonctionnement en transmission a également d'autres avantages : d'une part, le système résiste aux vibrations et d'autre part, la longueur de cohérence nécessaire au fonctionnement du système peut être relativement faible [Cronin-Golomb 85].

II.3.b. Insertion du miroir à double conjugaison de phase dans le gyromètre

Pour réaliser un gyromètre à conjugaison de phase, nous avons choisi l'architecture de miroir à double conjugaison de phase. Cette architecture est celle qui s'intègre de la façon la plus naturelle dans le gyromètre à fibre existant. En effet, ce composant peut s'insérer au milieu de la bobine de fibre sans nécessiter aucune transformation du gyromètre (Figure 1-9).

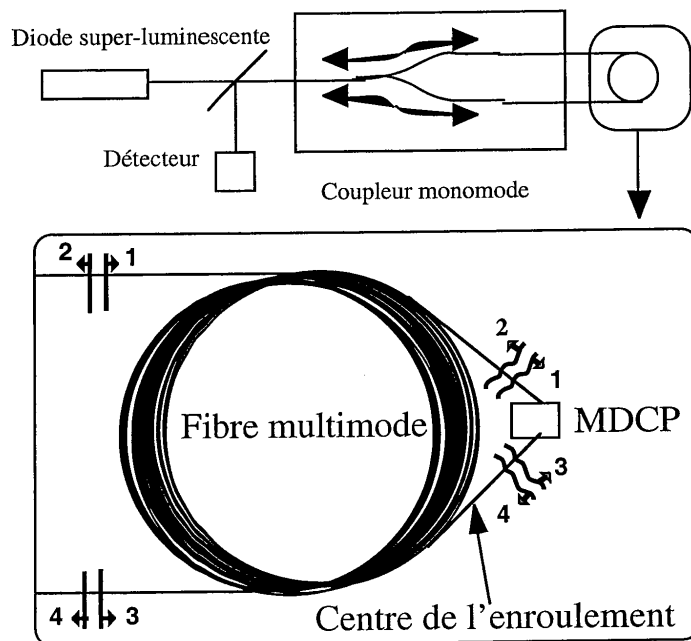


Figure 1-9 : Insertion du MDCP dans un gyromètre.

Le fonctionnement du gyromètre avec le MDCP sera le suivant. Le faisceau 1 sera transmis dans la fibre multimode où il subira des distorsions jusqu'au miroir à double conjugaison de phase. Il sera alors transmis avec une structure de phase qui sera celle du conjugué du faisceau 3. Ainsi, lors du parcours du second tronçon de la fibre, les distorsions seront corrigées. En sortie de la fibre, ce faisceau aura exactement la même structure que le faisceau 3 incident à l'entrée de la bobine. Il en sera de même pour le faisceau circulant en sens inverse.

II.3.c. Transfert du déphasage Sagnac dans le miroir à conjugaison de phase

Le fonctionnement du gyromètre repose sur la mesure d'un déphasage. Nous allons étudier le comportement du MDCP vis-à-vis de déphasages induits sur l'une ou l'autre des ondes.

La question du transfert de déphasage dans les montages de mélange à quatre ondes est connue depuis longtemps dans les montages de gyromètres à fibre [Graindorge 82]. On peut faire le même type de raisonnement sur le miroir à double conjugaison de phase.

Le déphasage φ que nous considérons dépend de deux variables r et t . Dans le cas qui nous intéresse, ces deux variables sont indépendantes et nous pouvons donc écrire que $\varphi(r, t) = \varphi(r)\varphi(t)$. Nous allons étudier le comportement du MDCP vis-à-vis de ces deux types de déphasage.

On considère les ondes pompe 1 et 3 et les faisceaux conjugués en phase respectifs 2 et 4 (figure 1-8). Nous supposons que l'onde 1 est incidente sur le cristal photoréfractif avec une phase $\varphi(r)$. D'après les propriétés de retournement spatial de la conjugaison de phase, son conjugué en phase 2 aura une phase de $-\varphi(r)$ au niveau du cristal et en repassant par le même trajet que l'onde 1, une phase $\varphi(r)$ viendra se rajouter. Au final, le déphasage sera de 0. La situation sera identique pour les faisceaux 3 et 4.

Si on considère maintenant le réseau inscrit par 1 et 4 et sur lequel 3 diffracte pour donner 2, l'amplitude du faisceau 2 est proportionnelle à l'amplitude de l'hologramme $A_1A_4^*$ multipliée par celle du faisceau de lecture A_3 . Ainsi :

$$A_2 = (A_1A_4^*)A_3 \quad (1-8)$$

Si on considère un déphasage temporel $\varphi(t)$ introduit sur le faisceau 1, celui-ci sera transmis au faisceau 4 puisque le MDCP fonctionne en transmission. Dans ce cas, on constate que ce déphasage n'est pas transmis au faisceau 2 puisque :

$$A_2 = A_1e^{i\varphi}A_3(A_4e^{i\varphi(t)})^* = A_1A_3A_4^* = A_{2\text{initial}} \quad (1-9)$$

Si on considère maintenant un déphasage temporel $\varphi(t)$ introduit sur le faisceau 3, on aura :

$$A_2 = A_1 A_3 e^{i\varphi(t)} A_4^* = A_{2\text{initial}} e^{i\varphi(t)} \quad (1-10)$$

On voit donc que le déphasage temporel est transmis par le miroir à double conjugaison de phase, mais pas réfléchi. On retrouve le même résultat en considérant que le réseau est inscrit par 3 et 2 et que 1 diffracte sur ce réseau pour donner 4.

On peut illustrer le comportement du MDCP vis-à-vis des déphasages par l'exemple de la figure 1-10 où on considère le cas d'un MDCP pompé par un faisceau continu (1) et un faisceau pulsé (3). Dans ce cas, le faisceau 2 (resp. 4) a la structure de phase spatiale conjuguée du faisceau 1 (resp. 3) mais la structure de phase temporelle du faisceau 3 (resp. 1).

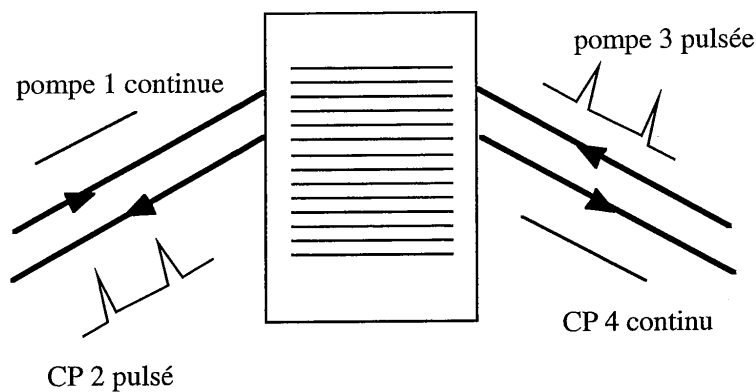


Figure 1-10 : Transfert de déphasages dans le MDCP.

Le miroir à double conjugaison de phase fonctionne donc en transmission pour les déphasages temporels comme le déphasage Sagnac ou les déphasages introduits par les modulateurs de phase. Cette propriété rend possible la mesure du déphasage Sagnac.

II.3.d. Conclusion

L'objectif de notre étude est de montrer qu'un gyromètre à MDCP permet de mesurer des rotations. Cette démonstration repose sur la réciprocité de ce composant. Cette question a déjà été soulevée et une première étude théorique indique qu'il devrait être réciproque [Gu 91]. Cette

étude théorique fut complétée par celle de Delaye et al. [Delaye 00], qui réalisèrent également une première démonstration expérimentale. Nous nous proposons d'aller plus loin dans cette validation expérimentale en insérant le MDCP dans un gyromètre commercial avec toutes les contraintes qu'implique l'utilisation d'un système réel.

III. Choix d'un cristal photoréfractif

Des miroir à double conjugaison de phase ont été réalisés dans tous les types de matériaux photoréfractifs comme les semiconducteurs, les sillénites et les ferroélectriques, avec toutefois des conditions d'utilisation et des performances très différentes.

III.1. Les semiconducteurs et les sillénites

Les matériaux semiconducteurs ont l'avantage d'être sensibles aux longueurs d'ondes des télécommunications 1,3 μm et 1,55 μm . La réalisation d'un gyromètre à ces longueurs d'onde bénéficierait du développement des sources (amplificateurs à fibre dopée erbium) et de la faible atténuation des fibres. Les matériaux sillénites sont quant à eux sensibles dans le visible. Cependant, l'observation d'un MDCP dans les matériaux de ce type nécessite l'application de champs alternatifs carrés de très forte amplitude (quelques $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$) pour compenser la faiblesse des coefficients électro-optiques de ces cristaux [Petrov 89]. La mise en oeuvre de ces systèmes est donc lourde et les efficacités de conjugaison de phase sont faibles. Une efficacité de seulement 12 % fut obtenue dans un cristal de InP:Fe [Wolffer ?]. C'est pourquoi cette première solution a été abandonnée pour le moment. Par contre, les temps de réponse de ces matériaux sont très courts (un temps de réponse de 100 ms a été obtenu avec une densité de puissance de $20 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ [Johnson 93]).

III.2. Les ferroélectriques

Les matériaux de type ferroélectrique possèdent des coefficients électro-optiques élevés. L'observation d'un MDCP est donc possible sans champ appliqué et de bonnes efficacités ont été obtenues avec différents matériaux, notamment BaTiO_3 .

Cependant, ces matériaux ne sont pas sensibles à des longueurs d'onde supérieures à 1,06 μm et ne sont donc compatibles qu'avec le développement d'un gyromètre à 850 nm. C'est le choix que nous avons fait.

III.2.a. Le titanate de baryum (BaTiO_3)

Ce cristal est le premier auquel nous avons pensé. Il fut utilisé pour la première fois en conjugaison de phase en 1980 [Feinberg 80]. Par la suite, il fut très utilisé, notamment pour réaliser des miroirs à double conjugaison de phase [Weiss 87, Smout 87] car il présente une excellente efficacité en raison de ses coefficients électro-optiques élevés. De plus, le dopage au rhodium permet de le rendre sensible dans le proche infrarouge jusqu'à 1,06 μm [Ross 93 (1), Huot 98], notamment en double conjugaison de phase à 808 nm [Ross 93 (2)] et il est donc compatible avec la longueur d'onde de 850 nm du gyromètre à fibre.

Cependant, ce cristal présente un inconvénient majeur : il subit une transition de phase qui le fait passer de la phase quadratique à la phase orthorhombique aux alentours de 10 °C et qui détruit toutes les propriétés photoréfractives du cristal [Klein 88].

Pour s'affranchir de cette transition de phase, nous avons choisi le cristal de BCT qui nous semble le plus adapté à notre application dans l'état actuel des connaissances.

III.2.b. Le titanate de baryum calcium ($\text{Ba}_{0,77}\text{Ca}_{0,23}\text{TiO}_3$)

Le cristal de titanate de baryum calcium que nous étudierons est un dérivé du titanate de baryum dans lequel on a substitué un certain pourcentage d'atomes de baryum par des atomes de calcium. La composition congruente $\text{Ba}_{0,77}\text{Ca}_{0,23}\text{TiO}_3$ (que nous appellerons désormais BCT) fut déterminée en 1997 [Kuper 97 (1) et (2)] et les premières croissances de cristaux furent réalisées à l'université d'Osnabrück par la méthode de Czochralski.

De par sa structure cristalline, BCT fait partie comme le titanate de baryum de la famille des ferroélectriques à octaèdre d'oxygène. Il est en phase quadratique et en symétrie 4mm à température ambiante. Le tenseur des coefficients électro-optiques a la même forme que celui du titanate de baryum, à savoir qu'il comporte 3 coefficients électro-optiques non nuls.

L'intérêt pour ce cristal vient du fait qu'il reste en phase quadratique de -120 °C à 98 °C [Kuper 97 (1) et (2)]. De plus, sa croissance est a priori plus facile que celle du titanate de baryum, même si la température de croissance plus élevée entraîne une complexité technologique plus importante et est la cause de problèmes supplémentaires (insertion de fer, stries de croissance).

Enfin, ce cristal étant dérivé du BaTiO_3 , nous espérons que ses propriétés photoréfractives seront proches de celles de ce dernier et donc intéressantes pour notre application. Toutefois, les propriétés de ce cristal étaient quasiment inconnues au début de cette thèse. C'est pourquoi nous avons entrepris une caractérisation photoréfractive qui a porté à la fois sur les propriétés intrinsèques du cristal comme ses coefficients électro-optiques et sur sa sensibilité à la longueur d'onde de 850 nm.

III.2.c. Autres cristaux ferroélectriques

D'autres cristaux ferroélectriques sans transition de phase à température ambiante tels que SrBaNbO_6 , KNbO_3 , SnP_2S_6 ont été développés pour remplacer BaTiO_3 . Ces cristaux ont des propriétés intéressantes. Un miroir à double conjugaison de phase a été notamment réalisé dans SBN avec des efficacités intéressantes [Sharp 90]. Ces cristaux restent donc une alternative si les propriétés du BCT se révélaient mauvaises.

IV. Conclusion

Le remplacement de la fibre monomode à maintien de polarisation par de la fibre standard monomode ou multimode dans les gyromètres à fibres optiques est un véritable enjeu économique. En effet, cela permettrait à ces systèmes d'être de prix compétitif dans le domaine des centrales de navigation inertielle (0,01 °/h). Cependant, les problèmes de non-réciprocité et d'effondrement du signal dus à l'utilisation de ce type de fibre n'ont pas été résolus de façon satisfaisante à ce jour. C'est pourquoi, l'utilisation de la conjugaison de phase apparaît comme une solution intéressante. L'objectif de ce travail est donc de mettre en oeuvre cette solution afin de démontrer sa validité.

L'utilisation du nouveau matériau photoréfractif BCT présente un double intérêt. D'une part, d'un point de vue fondamental, nous allons étudier les propriétés d'un matériau nouveau. D'autre part, ce matériau pourra, si nous pouvons mettre en évidence qu'il possède des propriétés appropriées, remplacer le titanate de baryum dans toutes les applications où la transition de phase est un frein. Ces applications sont par exemple la correction de front d'onde dans des lasers [McFarlane 83, Mager 94, Huot 00] ou l'holographie dynamique intracavité [Huot 99].