

N° d'ordre :

École Doctorale Mathématiques, Sciences de
l'Information et de l'Ingénieur

UdS – INSA – ENGEES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Strasbourg
Discipline : Sciences pour l'ingénieur
Spécialité Photonique et image

par

Hocine MEDJADBA

Optimisation d'un gyroscope à fibre optique multimode

Soutenue publiquement le 27/06/2011

Membres du jury

<i>Directeur de thèse :</i>	M. Joseph Joël FONTAINE	Professeur, INSA de Strasbourg
<i>Directeur de thèse :</i>	M. Lotfy Mokhtar SIMOHAMED	Professeur, EMP, Alger
<i>Rapporteur externe :</i>	M. Abdalhamid KELLOU	Professeur, USTHB, Alger
<i>Rapporteur externe :</i>	M. Werner SCHRÖDER	Professeur, Uni. des Sciences Appliquées, Offenbourg
<i>Examineur :</i>	M. Abdalaziz OULDALI	Professeur, EMP, Alger
<i>Examineur :</i>	M. Sylvain LECLER	Maître de conférences, Uni. de Strasbourg

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'une cotutelle entre L'École Militaire Polytechnique (EMP, Algérie) et l'Université de Strasbourg (France). Le travail théorique et de simulation a été fait au niveau du Laboratoire des Systèmes Electroniques et Optroniques (LSEO) de l'EMP, alors que le travail expérimental a été réalisé au Laboratoire des Systèmes Photoniques (LSP) de l'Université de Strasbourg (UdS, France).

Ce travail de thèse n'aurait pu être mené à bien sans l'investissement de mon école qui a placé en moi toute sa confiance depuis ma formation d'ingénieur.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur Mohamed GOUGAH chef de l'UER Electronique pour son soutien et encouragement.

Je suis reconnaissant à M. Patrick MEYRUEIS qui dès le début m'a fait confiance en acceptant de répondre à la sollicitation de mon laboratoire à l'EMP pour concrétiser ce sujet de thèse et qui m'a fait l'honneur de m'accueillir au sein du LSP. J'adresse également ma reconnaissance à M. Ayoub CHAKARI qui fut mon directeur de thèse au cours des deux premières années.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements aux Professeurs Lotfy Mokhtar SIMOHAMED, initiateur de cette thématique au niveau de l'EMP, et Joël FONTAINE, mes deux directeurs de thèse. Je vous remercie, M. FONTAINE pour m'avoir accordé votre confiance et accepter de m'encadrer après le départ en retraite de M. CHAKARI.

Je remercie sincèrement mon co-encadreur, le Dr. Sylvain LECLER. C'est grâce à lui, à son soutien et à sa persévérance que toutes les réalisations expérimentales ont pu être menées dans le cadre de contraintes de temps définies par la durée de mes séjours au sein du LSP. Il y a consacré un temps et une énergie proche du dévouement.

Je tiens à remercier les différents membres du jury, pour avoir participé à l'examen de cette thèse, les Professeurs Abdelhamid KELLOU et Werner SCHRÖDER, qui ont accepté de remplir le rôle de rapporteurs ainsi que le Professeur Abdelaziz OULDALI et le Docteur Sylvain LECLER qui ont accepté sans hésiter de faire partie de ce jury.

Je remercie également M. Mustapha REMOUCHE pour son appui et son soutien. C'est lui qui a facilité mon adaptation et mon intégration au niveau du LSP.

Je tiens à remercier chaleureusement Pierre PFEIFFER, Mathieu GUILHEM et Francis GEORGE du LSP pour leur aide.

Je souhaite souligner le rôle joué par le Professeur Michel DE MATHELIN et Elodie BRETON pour les expériences que j'ai menées à L'IRCAD de Strasbourg.

Je remercie également mes amis pour leur soutien indéfectible lors de cette période : les futurs docteurs Zahir MESSAOUDI, Hichem CHETTAT, Ahmed DALLIL et Mohamed LAZOUL, Saïd SAADOUDI, Abdelmalek FERMAS.

Je salue tous les membres du Laboratoire des Systèmes Electroniques et Optroniques.

Cela va de soi, je remercie évidemment mes parents, mes soeurs et mes frères irremplaçable et inconditionnel soutien ainsi que ma femme. Mes dernières pensées vont à mes deux enfants en qui je porte l'espoir d'une Algérie meilleure.

Table des matières

Chapitre 1. Introduction	1
<hr/>	
1.1. Contexte	1
1.2. Technologies des gyroscopes	4
1.2.1. Les gyroscopes mécaniques	4
1.2.2. Les gyroscopes optiques	5
1.2.3. Les gyroscope MEMS	6
1.4. Critères de performances des gyroscopes	7
1.3. Principaux développements des gyroscopes à fibre optique	7
1.5. Applications des gyroscopes à fibre optique.....	8
1.6. Motivations et objectif du travail	11
1.7. État de l’art des gyroscopes à fibre optique multimode.....	11
1.8. Plan du mémoire	13
Chapitre 2. Le gyroscope interférométrique à fibre optique	14
<hr/>	
2.1. Introduction	14
2.2. L’effet Sagnac	15
2.2.1. Un peu d’histoire sur l’effet Sagnac	15
2.2.2. Description simplifiée.....	16
2.2.3. Calcul de l’effet Sagnac par la méthode classique.....	17
2.2.4. Calcul de l’effet Sagnac dans le cas d’un milieu matériel.....	21
2.2.5. Ordre de grandeur	23
2.2.6. Axe d’entrée	23
2.3. Gyroscope à fibre optique basé sur l’effet Sagnac	25
2.3.1. Description générale	25
2.3.2. Principales caractéristiques.....	26
2.3.2.1. Intensité de sortie et réponse du gyroscope	26
2.3.2.2. Le facteur d’échelle.....	27
2.3.2.3. La vitesse maximale sans ambiguïté.....	29

2.3.2.4. Intensité de sortie avec une source à faible cohérence	29
2.3.2.5. Longueur de fibre maximale	31
2.3.3. Bruit et limite de performance.....	31
2.3.3.1. Bruit de descritisation photonique.....	32
2.3.3.2. Bruit thermique.....	32
2.3.3.3. Bruit d'intensité	33
2.3.3.4. Vitesse minimale détectable.....	33
2.4. Problèmes de développement.....	34
2.4.1. Réciprocité.....	34
2.4.1.1. Réciprocité de la séparatrice.....	35
2.4.1.2. Réciprocité de propagation	36
2.4.1.3. Réciprocité de polarisation	37
2.4.2. Mise au biais par modulation	37
2.4.2.1. Modulation sinusoïdale.....	39
2.4.2.2. Démodulation	40
2.4.3. Traitement de signal du fonctionnement en boucle ouverte.....	42
2.4.4. Traitement de signal du fonctionnement en boucle fermée.....	44
2.4.5. Configurations pratiques d'un gyroscope tout-fibre	45
2.4.6. Effets parasites	46
2.4.6.1. Effets parasites des transitoires	46
2.4.6.2. Rétroreflexion et rétrodiffusion de Rayleigh.....	47
2.4.6.3. Effet Faraday magnéto-optique	48
2.4.6.4. Effet Kerr non linéaire.....	49
2.5. Conclusion	49

Chapitre 3. Modélisation et optimisation du choix des composants **51**

3.1. Introduction	51
3.2. Modélisation du gyroscope.....	51
3.2.1. Modèle basique en absence des couplages de modes.....	52
3.2.2. Modélisation en présence des couplages de modes	53
3.2.2.1. L'interféromètre de Sagnac à fibre multimode.....	54
3.2.2.2. Modèle de la fibre.....	55
3.2.2.3. Classification des composantes engendrées par les couplages.....	59
3.2.2.4. Matrice d'excitation des modes	61

3.2.2.5. Matrice de distributions transverses du champ	62
3.2.2.6. Modèle du coupleur à fibre multimode	62
3.2.2.7. Matrice de transfert du gyroscope	63
3.2.2.8. Champ électrique de sortie	64
3.2.2.9. Intensité en sortie du gyroscope	64
3.2.2.10. Evaluation de performances : biais et sensibilité.....	68
3.3. Résultats de simulation et discussion.....	69
3.3.1. Premier cas : composantes directes réciproques.....	70
3.3.1.1. Le contraste.....	70
3.3.1.2. L'erreur de phase.....	71
3.3.2. Deuxième cas : composantes directes non réciproques.....	72
3.3.2.1. Le contraste.....	73
3.3.2.2. L'erreur de phase.....	73
3.4. Optimisation de choix de composants.....	74
3.4.1. Choix de la fibre	75
3.4.2. Choix du coupleur	77
3.4.3. Choix de la source	79
3.4.4. Choix du photodétecteur	81
3.5. Conclusion	82

Chapitre 4. Réalisation et caractérisation du gyroscope **83**

4.1. Introduction.....	83
4.2. Premier prototype	84
4.2.1. Choix et caractérisation des composants.....	84
4.2.1.1. La source	84
4.2.1.2. La bobine de fibre optique.....	86
4.2.1.3. Le modulateur de phase piézoélectrique (PZT)	88
4.2.1.4. Le photodétecteur.....	89
4.2.1.5. Les coupleurs	91
4.2.1.5.1. Le coupleur micro-optique.....	91
4.2.1.5.2. Le coupleur fusion/étirage.....	92
4.2.1.5.3. Caractérisation des coupleurs.....	92
4.2.2. Performances théoriques.....	95
4.2.2.1. Le facteur d'échelle optique	95

4.2.2.2. Vitesse maximale sans ambiguïté	95
4.2.2.3. Vitesse minimale détectable.....	96
4.2.3. Montage expérimental	96
4.2.3.1. Description du montage.....	96
4.2.3.2. Banc de caractérisation des performances.....	97
4.2.4. Caractérisation des performances	99
4.2.4.1. Bilan de puissance	99
4.2.4.2. Signal d'interférence	100
4.2.4.3. Tests de fonctionnement.....	101
4.2.4.4. Caractéristique d'entrée-sortie.....	102
4.2.4.5. Vitesse minimale détectable.....	102
4.2.4.6. Stabilité du facteur d'échelle	103
4.2.4.7. Stabilité du biais et marche aléatoire angulaire.....	104
4.2.4.8. Effet de la température.....	105
4.3. Prototye final.....	106
4.3.1 Description du montage expérimental	106
4.3.1.1. La nouvelle source	107
4.3.1.2. La bobine de fibre quadripolaire.....	108
4.3.1.3. Le module électronique	109
4.3.1.4. Isolation thermique et électromagnétique	110
4.3.1.5. Performances théoriques du prototype final	110
4.3.1.6. Banc de caractérisation des performances.....	111
4.3.2. Résultats de caractérisation des performances	112
4.3.2.1. Signal d'interférence	112
4.3.2.2. Tests de fonctionnement.....	113
4.3.2.3. Réponse du gyroscope et dynamique	114
4.3.2.4. Stabilité du biais et marche aléatoire angulaire.....	115
4.3.2.5. Vitesse minimale détectable.....	116
4.3.2.6. Stabilité du facteur d'échelle	117
4.3.2.7. Sensibilité à la température	118
4.3.2.8. Test du gyroscope sous fort champ magnétique	120
4.4. Comparaison de performances	121
4.5. Conclusion	122
Conclusion et perspectives.....	123

Annexe A. Performances des gyroscopes	125
A.1. Modèle de mesure d'un gyroscope.....	125
A.2. Le biais	125
A.2.1. La variance d'Allan	126
A.2.2. La stabilité du biais.....	127
A.2.3. La marche aléatoire angulaire.....	128
A.3. Erreur et stabilité du facteur d'échelle	129
A.4. La dynamique.....	129
A.5. La bande passante	130
A.6. La résolution.....	130
A.7. La dérive	131
Annexe B. Généralités sur les fibres optiques	132
B.1. Structure d'une fibre optique.....	132
B.2. Différents types de fibres optiques.....	132
B.3. Equation de propagation linéaire	133
B.4. Modes de propagation.....	135
B.5. Paramètres des modes	137
B.5.1. Profil d'indice	137
B.5.2. Fréquence normalisée.....	138
B.5.3. Constante de propagation et nombre de modes.....	138
B.5.4. Notion d'indice effectif d'un mode	139
B.5.5. Approche géométrique	140
B.6. Effets modaux.....	141
B.6.1. Dispersion intermodale	141
B.6.2. Couplages de modes.....	142
B.6.3. Distribution modale.....	144
B.6.4. Atténuation modale.....	145
B.6.5. Excitation des modes.....	145
Liste des publications	146
Bibliographie	147

Liste des figures

Figure 1.1 Unité de mesure inertielle à base de gyroscopes optiques (b) gyrolaser (image de schofields flying club), (c) gyroscope à fibre optique (image de Northrop Grumman).....	2
Figure 1.2 Micro-gyroscope vibrant utilisant le micro-usinage [K. Najafi, Michigan].....	15
Figure 2.1 Schéma de l'interféromètre de Sagnac, 1913.....	15
Figure 2.2 Interféromètre de Sagnac avec un chemin optique fermé défini par des miroirs.	16
Figure 2.3 Principe de l'effet Sagnac, en considérant par simplification, un chemin circulaire : (a) à l'arrêt ; (b) en rotation avec une vitesse Ω	17
Figure 2.4 Principe de l'effet Sagnac, en considérant par simplification, un chemin circulaire : (a) à l'arrêt ; (b) en rotation.....	18
Figure 2.5 L'axe d'entrée est l'axe perpendiculaire au plan de l'interféromètre.....	24
Figure 2.6 Interféromètre de Sagnac utilisant une bobine de fibre optique multi-tours.	25
Figure 2.7 Courbes de variation du déphasage de Sagnac en fonction de la vitesse angulaire de rotation et de la surface totale de l'interféromètre à fibre.	26
Figure 2.8 Réponse de l'interféromètre de Sagnac.....	27
Figure 2.9 Point de fonctionnement imposé dans la zone linéaire.....	28
Figure 2.10 Signal d'interférence pour une source à faible cohérence.....	30
Figure 2.11 Trajets des deux ondes contrapropagatives, (a) trajet de l'onde (1) : cas où la sortie correspond au port 2, (b) trajet de l'onde (2) : cas où la sortie correspond au port 2, (c) Trajets des deux ondes contrapropagatives dans le cas où la sortie est prise au port 1.	35
Figure 2.12 Correction de la non-réciprocité due à la séparatrice par addition d'une deuxième séparatrice.....	36
Figure 2.13 Filtrage monomode dans un gyroscope à fibre optique.....	36
Figure 2.14 Modulation de mise au biais par utilisation d'un modulateur réciproque	38
Figure 2.15 Réponse de l'interféromètre pour une modulation sinusoïdale (cas où $\Delta\phi_s = 0$).	41

Figure 2.16 Réponse de l'interféromètre pour une modulation sinusoïdale (cas où $\Delta\phi_s \neq 0$), apparition des harmoniques impaires.	41
Figure 2.17 Principe du fonctionnement de la configuration en boucle fermée.	45
Figure 2.18 Configuration tout-fibre du gyroscope utilisant une fibre monomode	45
Figure 2.19 Configuration du gyroscope avec un modulateur électro-optique.....	46
Figure 2.20 Schéma du bobinage quadripolaire	47
Figure 3.1 Configuration basique du gyroscope à fibre optique multimode considérée	54
Figure 3.2 Schéma bloc du modèle du gyroscope.....	55
Figure 3.3 Représentation schématique des modes contrapropagatifs dans une fibre.	56
Figure 3.4 Représentation de la fonction de couplage pour différentes valeurs de la profondeur de couplage, le couplage s'effectue du mode d'ordre $n=40$ vers les autres modes.	58
Figure 3.5 Représentation de la matrice de couplage.	59
Figure 3.6 Modèle montrant les différentes composantes générées par le couplage entre deux modes arbitraires.	59
Figure 3.7 Représentation schématique des coupleurs, (a) coupleur X, (b) coupleur Y.	62
Figure 3.8 Illustration de la réponse du gyroscope pour différentes réalisations, montrant la variation aléatoire de l'erreur de phase totale et du contraste.....	67
Figure 3.9 Contraste dans le cas où les composantes directes sont réciproques.....	70
Figure 3.10 Contraste en fonction de la profondeur de couplage : cas où les composantes directes sont réciproques.....	71
Figure 3.11 Erreur de phase: cas où les composantes directes sont réciproques.....	72
Figure 3.12 Contraste des franges dans le cas où les composantes directes sont non- réciproques.....	73
Figure 3.13 L'erreur de phase : cas où les composantes directes sont non-réciproques	74
Figure 3.14 Fonction de coût dans le cas de composantes directes réciproques.....	76
Figure 3.15 Fonction de coût: cas où des composantes directes non-réciproques.....	76
Figure 4.1 Alimentation pour DEL, (a) Photographie, (b) vue de dessus.	85
Figure 4.2 Spectre mesuré de la diode électroluminescente	85

Figure 4.3 Test de la stabilité de la DEL.	86
Figure 4.4 Bobine de fibre enroulée sur un disque en aluminium.	87
Figure 4.5 Mesure réalisée sur la bobine via le réflectomètre.....	87
Figure 4.6 Tube piézoélectrique utilisé comme modulateur.	88
Figure 4.7 Schéma du circuit de l'amplificateur transimpédance différentiel.....	90
Figure 4.8 Schéma explicatif du fonctionnement du coupleur micro-optique.....	91
Figure 4.9 Dispositif expérimental utilisé pour caractériser la symétrie des coupleurs...	93
Figure 4.10 Distributions obtenues en sortie de la fibre multimode et du mélangeur de modes	93
Figure 4.11 Distributions obtenues en sorties des deux coupleurs	94
Figure 4.12 (a) Schéma du montage de la première version du gyroscope.....	97
Figure 4.12 (b) Photographie du premier prototype.....	97
Figure 4.13 (a) Schéma du banc de caractérisation de performances.....	98
Figure 4.13 (b) Photographie du banc de caractérisation de performances.	98
Figure 4.14 Bilan de puissance.	99
Figure 4.15 Signal d'interférence à l'arrêt.....	100
Figure 4.16 Signal d'interférence en rotation $\Omega = 10^\circ / \text{s}$	101
Figure 4.17 Réponse du gyroscope à différentes vitesses de rotation, (a) $\Omega = +3, +5$ et $+10^\circ / \text{s}$, (b) $\Omega = \pm 10^\circ / \text{s}$	101
Figure 4.18 Caractéristique d'entrée-sortie du gyroscope.....	102
Figure 4.19 Vitesse minimale détectable en fonction de la constante de temps d'intégration, (a) version avec coupleur micro-optique, (b) version avec coupleur fusion/étirage.....	103
Figure 4.20 Stabilité du facteur d'échelle.....	104
Figure 4.21 Biais à long terme, (a) version avec coupleur micro-optique, (b) version avec coupleur par fusion étirage.	104
Figure 4.22 Variance d'Allan, (a) version avec coupleur micro-optique, (b) version avec coupleur fusion/étirage.	105
Figure 4.23 Effet de la température sur le biais.....	106
Figure 4.24 Relation entre la variation du biais et la dérivée de la température sans isolation.....	106
Figure 4.25 Schéma bloc du gyroscope réalisé	107

Figure 4.26 Bobine de fibre quadripolaire, (a) principe du bobinage quadripolaire, (b) bobine réalisée.	108
Figure 4.27 Schéma bloc du circuit de traitement du signal.....	109
Figure 4.28 Photographie du prototype final, boîtier ouvert.	110
Figure 4.29 (a) Schéma du Banc de caractérisation des performances.....	111
Figure 4.29 (b) Photographie du banc de caractérisation de performances.	111
Figure 4.30 Signal d'interférence à l'arrêt, (a) représentation temporelle, (b) spectre du signal.....	112
Figure 4.31 Signal en rotation, (a) représentation temporelle, (b) spectre du signal	113
Figure 4.32 Tension de sortie pour : (a) $\Omega = \mp 5^\circ/s$, (b) $\Omega = +5, +10$ et $+15^\circ/s$	113
Figure 4.33 Caractéristique d'entrée-sortie du gyroscope.....	114
Figure 4.34 Biais du gyroscope et température ambiante.....	115
Figure 4.35 La variance d'Allan en fonction du temps d'intégration.	116
Figure 4.36 Vitesse minimale détectable en fonction de la bande passante du lock-in...	117
Figure 4.37 Stabilité du facteur d'échelle.....	117
Figure 4.38 Effet de la température sur le biais du gyroscope, biais à droite, température à gauche	118
Figure 4.39 Effet d'un gradient de température appliquée directement sur la fibre	119
Figure 4.40 Test du gyroscope sous un fort champ magnétique de l'IRM.	120
Figure A.1 Tracé de la variance d'Allan en échelle logarithmique.....	127
Figure A.2 Représentation des principales caractéristiques d'un gyroscope.....	130
Figure A.3. Influence du temps d'observation sur la dérive, (1) durée très courte, (2) durée moyenne, (3) durée très longue.	131
Figure B.1 Structure d'une fibre optique.	132
Figure B.2 Chemin d'un rayon dans une fibre, (a) à saut d'indice, (b) à gradient d'indice.....	133
Figure B.3 Exemple de répartition transverse des modes LP.	136
Figure B.4 Profil de l'indice de réfraction pour différentes valeurs de α	138
Figure B.5 Correspondance entre rayon et mode.....	140
Figure B.6 couplages de modes par un centre de diffusion	144

Liste des tableaux

Tableau 1.1 Performances exigées pour chaque classe.	9
Tableau 1.2 Domaines d'application des gyroscopes à fibre optique.	10
Tableau 2.1 Longueur maximale de la fibre pour différents cas.	31
Tableau 3.1 Comparaison entre trois types de fibre.	77
Tableau 3.2 Largeur de bande spectrale minimale requise.	80
Tableau 4.1 Performances théoriques du prototype final.	110
Tableau 4.2 Comparaison des performances des prototypes et de celles requises pour des applications de moyennes performances	122
Tableau B.1 Correspondance entre désignation traditionnelle et désignation des modes LP	137

Symboles et notations

Ω	Vitesse de rotation	17
R	Rayon de l'interféromètre	17
t_0	Instant où la lumière rentre dans l'interféromètre	17
c	Célérité de la lumière	18
t^-	Temps de propagation de l'onde contrarotative	18
t^+	Temps de propagation de l'onde corotative	18
Δt	Différence de temps de propagation dans le vide	18
ΔL	Différence de chemin optique	18
$\Delta\phi_s$	Déphasage de Sagnac	19
λ	Longueur d'onde de la source dans le vide	19
S	Surface de l'interféromètre	19
Δx	Différence de position dans le repère du laboratoire (R)	20
$\Delta t'$	Différence de temps dans le repère (R') en translation	20
$\Delta x'$	Différence de position dans le repère (R') en translation	20
v	Vitesse de translation du repère (R') par rapport au repère (R)	20
n	Indice de réfraction d'un milieu matériel	21
V	Vitesse réelle de la lumière entraînée par le mouvement du milieu matériel en mouvement par rapport au repère du laboratoire	21
α_F	Coefficient d'entraînement de Fizeau	21
V^-	Vitesse de l'onde contrarotative par rapport au repère de laboratoire	21
V^+	Vitesse de l'onde corotative par rapport au repère de laboratoire	21
Δt_m	Différence de temps de propagation dans le milieu matériel	21
Ω_e	Vitesse d'entrée de l'interféromètre	24
θ_e	Angle entre l'axe sensible de l'interféromètre et le vecteur de rotation instantané	24
N_t	Nombre de spires dans la bobine de fibre	26
D	Diamètre de la bobine de fibre	26
L	Longueur totale de la fibre optique	26

I	Intensité en sortie de l'interféromètre de Sagnac	26
I_0	Intensité de la source	26
k_{opt}	Facteur d'échelle optique	27
k_0	Facteur d'échelle en intensité	27
Ω_π	Vitesse maximale sans ambiguïté	28
$\bar{\lambda}$	Longueur d'onde moyenne d'une source à faible cohérence	29
γ_c	Fonction de cohérence de la source	29
C	Contraste des franges d'interférence	30
I_{max}	Intensité maximale	30
I_{min}	Intensité minimale	30
L_c	Longueur de cohérence de la source	30
Ω_{max}	Vitesse maximale mesurable	30
α_a	Atténuation de la fibre	31
P_e	Puissance émise par la source	31
P_0	Puissance en sortie de l'interféromètre	31
L_{max}	Longueur maximale de la fibre	31
$(\Omega_{min})_{BDP}$	Vitesse limite théorique due au bruit discrétisation photonique	32
h	Constante de Planck	32
ν	Fréquence de l'onde optique	32
B	Bande passante du système de détection	32
η	Efficacité quantique du détecteur	32
$(\Omega_{min})_{RT}$	Vitesse limite théorique due au bruit thermique	33
T	Température absolue	33
K	Constante de Boltzmann	33
R_c	Résistance de charge du circuit de photodétection	33
s	Sensibilité du détecteur	33
$(\Omega_{min})_{BI}$	Vitesse limite théorique due au bruit d'intensité	33
$\Delta\lambda$	Largueur spectrale de la source	33
Ω_{min}	Vitesse minimale détectable	33
$\Delta\phi_e$	Déphasage entre les deux ondes à l'arrêt	35
ϕ_r	Déphasage dû à la réflexion sur la séparatrice	35
ϕ_t	Déphasage induit par la transmission à travers la séparatrice	35
ϕ_b	Déphasage de mise au biais	38
$\Delta\phi_t$	Déphasage total entre les deux ondes contrapropagatives	38

ϕ_0	Amplitude du signal de modulation de phase	39
f_m	Fréquence du signal de modulation de phase	39
τ_R	Temps de transit de l'onde à travers la fibre	39
ϕ_{eff}	Indice effectif de modulation	40
f_p	Fréquence propre de la bobine	40
J_n	Fonction de Bessel d'ordre 1 de première espèce	40
H_n	Amplitude de l'harmonique de fréquence nf_m	40
$S(f)$	Spectre du signal d'interférence	41
Ω_T	Erreur de vitesse due au gradient de la température	46
\dot{T}	Dérivée temporelle de la température	46
α_E	Coefficient d'élasticité de la fibre	46
N_L	Nombre de couches de la bobine	46
R_1	Rayon intérieur de la bobine de fibre	47
R_2	Rayon extérieur de la bobine de fibre	47
Ω_R	Bruit équivalent à la rotation dû à la rétrodiffusion de Rayleigh	48
α_R	Coefficient de rétrodiffusion de Rayleigh	48
p	Facteur de recapture de la rétrodiffusion	48
T_c	Temps de cohérence du bruit associé	48
Ω_H	Erreur de vitesse due à l'effet Faraday	48
δ	Coefficient qui dépend de l'état de polarisation	48
V_d	Constante de Verdet	48
\vec{H}	Vecteur du champ magnétique	48
Ω_K	Erreur de vitesse causée par l'effet Kerr	49
ρ	Coefficient de couplage du coupleur	49
M	Nombre total de groupes de modes	53
E_0	Amplitude du champ électrique	55
X	Matrice d'excitation	55
T^{ij}	Matrices de transfert modale du coupleur	55
k_{ij}	Coefficients de couplage du coupleur	55
F	Matrice de transfert de la fibre	55
D	Matrice de distribution spatiale du champ des modes	55
G	Matrice de transfert du gyroscope	55
C	Matrice des coefficients de couplage dans la fibre	55
ϕ	Matrice des phases aléatoires associées aux couplages de modes	55

$f(m, n)$	Fonction de couplage	57
N_c	Nombre de modes dont lesquels la puissance est confinée	57
τ	Profondeur de couplage	57
$b(m, n)$	Bruit Blanc	57
U	Matrice Unitaire	64
ϕ_e	L'erreur de phase	66
B	Le biais de mesure	68
f_c	Fonction de coût	75
L_f	Longueur de cohérence dans la fibre multimode	80
ON	Ouverture numérique	80
$s(t)$	Grandeur de sortie du gyroscope	125
k	Facteur d'échelle	125
k_{NL}	Facteur d'échelle dû à la non-linéarité	125
b	Biais de mesure	125
σ^2	Variance d'Allan	126
$\tilde{\Omega}$	Valeur estimée de la vitesse de rotation	129
ε	Erreur relative du facteur d'échelle	129
β	Constante de propagation	134
Δ	Différence relative d'indices	137
a	Rayon du cœur de la fibre	137
V	Fréquence normalisée	138
k_0	Module du vecteur d'onde	139
N_t	Nombre total de modes	139
n_{eff}	Indice effectif du mode	140
θ_m	Angle de propagation	140
τ_m	Temps de groupe	141
$\Delta\tau_{ij}$	Différence de temps de propagation entre les groupes	142
γ_0	Atténuation des modes d'ordre inférieur	145

Abréviations et acronymes

IFOG	Interferometric Fiber Optic Gyroscope	5
MEMS	Micro-Electro-Mechanical System	6
MOEMS	Micro-Opto-Electro-Mechanical System	7
KVH	KVH Industries Incorporated	8
LSP	Laboratoire de Systèmes Photoniques	11
CW	Clockwise	54
CCW	Counter-Clockwise	61
DEL	Diode Electroluminescente	80
SI	Step-Index	80
<i>NEΩ</i>	Bruit équivalent à une Rotation	81
PIN	Structure de dopage : dopage (P), intrinsèque (I), dopage (N)	81
GBF	Générateur Basses Fréquences	82
OTDR	Optical Time-Domain Reflectometer	87
PZT	Piezoelectric Transductor	88
GPB	Gain Bandwidth Product	90
GRIN	Gradient-index	91
USB	Universal Serial Bus	98
DAQ	Data Acquisition	98
FFT	Fast Fourier Transform	100
CEM	Compatibilité électromagnétique	107
SLD	Superluminescent Laser Diode	107
IRCAD	de Recherche contre les Cancers de l'Appareil Digestif de Strasbourg	120
IRM	Imagerie par Résonance Magnétique	120
ARW	Angle Random Walk	128
DSP	Densité Spectrale de Puissance	128
WKB	Wentzel–Kramers–Brillouin	134
TE	Transverse Electrique	135
TM	Transverse Magnétique	135
LP	Lineary Polarized	136

Chapitre 1

Introduction

1.1. Contexte

Les gyroscopes sont des instruments utilisés dans un grand nombre d'applications civiles et militaires, comme la navigation inertielle, le guidage et la stabilisation de plateformes. Ils fournissent une mesure de la rotation, du repère de l'appareil par rapport à un référentiel d'inertie [1].

Les premiers gyroscopes conçus étaient mécaniques [2]. En raison des pièces mécaniques mobiles qui les composent, ces gyroscopes sont volumineux, coûteux et nécessitent une maintenance importante.

Parmi les solutions développées pour les remplacer, les gyroscopes optiques qui ne contiennent pas de pièces mobiles ont constitué une option très avantageuse. En effet, ils offrent une plus grande durée de vie, nécessitent une plus faible maintenance, sont plus compacts et plus légers et supportent mieux les chocs et les fortes accélérations.

Le fonctionnement des gyroscopes optiques est basé sur un effet mis en évidence en 1913, grâce à une expérience réalisée par George Sagnac [3]. Dans cette dernière, il était possible de voir les conséquences d'une rotation sur des ondes optiques qui se propageaient en sens inverse le long d'un même circuit fermé. L'expérience elle-même et cet effet connu depuis sous le nom d'effet Sagnac, sont restés longtemps une

curiosité sans réelle application pratique. L'invention du laser en 1960 et plus particulièrement celle du laser Hélium-Néon (He-Ne) a été l'impulsion qui a donné naissance au premier gyroscope optique, désigné depuis, par le terme gyrolaser [4]. Ce système a atteint sa pleine maturité à la fin des années soixante-dix et la première démonstration de sa compétitivité technique a été son intégration dès 1978, dans les systèmes de navigation des Boeing 757 et 767 [5-6] (Figure 1.1(a)).

En 1976, l'utilisation d'une fibre optique comme milieu de propagation au lieu du gaz He-Ne des premiers gyrolasers a été proposée par Vali et Shorthill [7-8]. Cette nouvelle approche devait permettre la réalisation du premier gyromètre « état solide », sans gaz, ni plasma, ni pièce mécanique mobile et de capitaliser les avantages de la fibre en terme de légèreté, de souplesse et de faible encombrement. Le résultat attendu étant un système plus compact, à consommation plus réduite et à plus grande durée de vie. De plus, ce système appelé depuis gyrofibre, a bénéficié, en termes de coûts et de performances, des progrès technologiques de l'industrie des télécommunications optiques.

En termes de développement, le gyroscope à fibre optique a eu une évolution plus lente que son prédécesseur le gyrolaser. Malgré une apparente simplicité de mise en œuvre, de nombreux problèmes complexes ont dû être résolus avant qu'il ne puisse passer, vers la fin des années quatre-vingt, à un stade de maîtrise permettant sa commercialisation (figure 1.1(b)).



(a)



(b)

Figure 1.1 Unité de mesure inertielle à base de gyroscopes optiques (a) gyrolaser (image de schofield's flying club), (b) gyroscope à fibre optique (image de Northrop Grumman).

De nos jours, avec plus de 10.000 appareils commercialisés chaque année, ce type de gyroscopes représente un marché très important ce qui explique les efforts toujours constants dans le développement et l'amélioration de leurs performances [9].

Cependant, la plupart des travaux de recherche dans le domaine des gyroscopes à fibre optique, en raison de leur coût élevé, ciblaient des dispositifs à hautes performances, de classes inertielle [10-14] et tactique [15-16] aptes à remplacer les anciens gyroscopes mécaniques et à concurrencer les gyrolasers. Quasiment toutes les solutions ayant données lieu à une exploitation commerciale ont été développées avec la fibre monomode à maintien de polarisation [17-18]. L'intérêt d'utiliser cette fibre a été de satisfaire la condition de réciprocité qui est nécessaire à l'obtention des performances requises. Toutefois, l'utilisation de ce type de fibre implique de fortes contraintes sur les montages et nécessite des composants à hautes performances conduisant à des dispositifs relativement coûteux.

Le développement de gyroscopes à fibre optique à bas coût dédiés à des applications moins contraignantes telles que la robotique [19], la navigation automobile [20-21] et la stabilisation de plateformes [17] a suscité moins d'attention. Parmi les techniques utilisées dans les solutions monomodes à bas coût, on cite :

- Le fonctionnement en boucle ouverte [21] ;
- La configuration dite minimale [22] ;
- Le traitement analogique du signal [23-24];

Dans ce contexte, les gyroscopes à fibre multimode apparaissent comme une option attractive. L'intérêt de ce type de gyroscopes est d'être très bon marché et capable de performances moyennes dans la gamme des gyroscopes optiques [25]. En effet, l'approche multimode en plus de l'utilisation des composants à bas coût nécessite moins de composants comparée à l'approche monomode.

Remarque : En langue française le mot « gyroscope » désigne un appareil sensible aux angles de rotation et le mot « gyromètre » est utilisé pour désigner un appareil

sensible aux vitesses de rotation. Cette distinction introduite par Radix [26] n'existe pas en anglais où le terme « gyroscope » est utilisé pour les deux types d'appareils.

Bien qu'en toute rigueur, suivant la précision ci-dessus, l'utilisation du terme gyroscope devrait être réservé aux appareils sensibles aux angles de rotation, dans cette thèse, et suivant une tendance existant dans de nombreuses références, nous avons utilisé le terme «gyroscope», qui est universel, pour des appareils sensibles aux vitesses de rotation, sachant que l'on peut passer d'une mesure de vitesse de rotation à une mesure d'angle par simple intégration.

1.2. Technologies des gyroscopes

Parmi tous les principes de fonctionnement possibles des gyroscopes, trois seulement ont émergé du point de vue industriel. Il s'agit de la conservation du moment cinétique et de l'effet Coriolis donnant lieu aux gyroscopes mécaniques et de l'effet Sagnac donnant lieu aux gyroscopes optiques. On expose ici les différentes catégories de gyroscopes, en se basant sur le classement par technologie de fabrication

1.2.1. Les gyroscopes mécaniques

Deux classes de gyroscopes mécaniques peuvent être distinguées: les gyroscopes à élément tournant fondés sur la conservation du moment cinétique et les gyroscopes à élément vibrant utilisant la force de Coriolis.

Les gyroscopes à éléments tournants fonctionnent grâce au couple gyroscopique développé par un élément en rotation qui prend habituellement la forme d'un disque. Ce couple a pour effet de maintenir l'axe de rotation de l'élément sur une direction de référence. La mesure du couple de torsion fournit l'angle de rotation du système.

Le principe de fonctionnement des gyroscopes à élément vibrant exploite le couplage induit par effet Coriolis de deux modes de vibration (primaire et secondaire) dans un résonateur. Généralement, le résonateur peut prendre une multitude de formes (barre, lame, diapason, hémisphère).

1.2.2. Les gyroscopes optiques

Les gyroscopes optiques sont basés sur l'effet Sagnac. Cet effet se traduit par un déphasage mesuré entre deux bras d'un interféromètre, lorsque celui-ci est en rotation autour d'un axe perpendiculaire à son plan. Ce déphasage étant proportionnel à la vitesse de rotation.

Plusieurs types de gyromètres basés sur l'effet Sagnac ont émergé du point de vue technologique, il s'agit de gyrolasers, gyromètres à fibre optique.

Dans un gyrolaser, l'effet Sagnac se traduit par une différence de fréquence entre ces deux ondes contrapropagatives dans une cavité en anneau. Le gain de ce type de fonctionnement réside dans l'utilisation de l'effet Fabry-Perot, permettant d'augmenter la sensibilité de la mesure.

Selon le principe de fonctionnement, les gyroscopes à fibre optique se divisent en trois grandes familles :

- Les gyroscopes interférométriques ;
- Les gyroscopes résonants ;
- Les gyroscopes à effet Brillouin.

Les gyroscopes interférométriques (en anglais IFOG pour Interferometric Fiber Optical Gyroscope), objet de notre travail, sont les plus développés par rapport aux deux autres. Une partie importante des recherches effectuées jusqu'à ce jour a été centrée autour de cette famille permettant une maîtrise parfaite de sa technologie de fabrication. Le principe de fonctionnement de ce type de gyroscopes sera détaillé dans le chapitre 2.

Les gyroscopes résonants sont des dispositifs sensibles en fréquence. L'effet Sagnac modifie la fréquence de résonance de deux ondes contrapropagatives dans une cavité fermée constituée d'un anneau de fibre [27-28]. Leur principal avantage est l'utilisation d'une petite longueur de fibre, ce qui donne un facteur d'échelle élevé. Cependant, ils nécessitent une source laser de grande cohérence dans le but d'augmenter la sensibilité.

Les gyroscopes à effet Brillouin représente la future génération de gyroscopes à fibre optique. Leur fonctionnement, similaire à celui des gyrolasers, est basé sur l'utilisation des ondes Stokes produite par diffusion Brillouin stimulée dans un résonateur à fibre de grande finesse [29-30]. Une rotation appliquée au résonateur induit, par effet Sagnac, une différence entre les fréquences des deux ondes de Stokes contrapropagatives. L'exploitation de cette différence par phénomène de battement donne une mesure de la rotation.

1.2.3. Les gyroscopes MEMS

Les gyromètres MEMS (Micro-Electro-Mechanical System) se servent des éléments mécaniques vibrants pour détecter la rotation. Ils sont fabriqués avec l'utilisation des techniques de micro-usinage (microsystèmes) sur le silicium ou matériaux piézoélectriques (figure 1.2) [31]. Leurs processus de traitement sont compatibles avec la technologie de fabrication des circuits intégrés en silicium.

Tous les gyroscopes MEMS sont basés sur l'effet de Coriolis. En rotation, un élément vibrant (résonateur vibrant) est soumis à l'effet Coriolis donnant naissance à une vibration secondaire dont la direction est orthogonale à celle de la vibration primaire. La détection de la vibration secondaire donne une mesure de la vitesse de rotation. L'élément sensible peut être un piézoélectrique, une céramique ou un quartz.

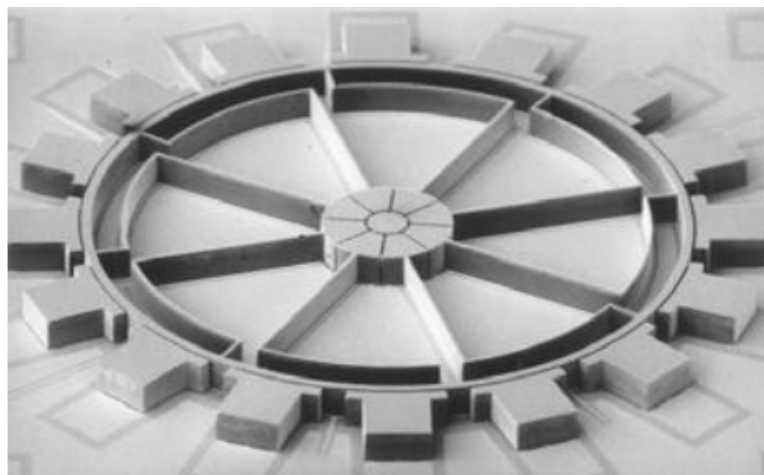


Figure 1.2 Micro-gyroscope vibrant utilisant le micro-usinage [K. Najafi, Michigan]

Il existe une autre variante des gyroscopes MEMS appelée gyroscopes MOEMS (Micro-Opto-Electro-Mechanical System) dont le concept de base du gyroscope interférométrique à fibre optique est intégré avec la technologie MEMS. Le chemin optique en spirale est délimité par une série de miroirs MEMS placés sur un substrat en silicium. Ces miroirs sont arrangés de manière à augmenter la longueur de chemin optique, tout en respectant la configuration standard de l'interféromètre de Sagnac [32].

La technologie des gyroscopes MEMS est connue comme étant une technologie innovante réservée aux applications de faible précision et elle constitue un véritable concurrent aux autres technologies.

1.3. Critères de performances des gyroscopes

Tous les appareils de mesures sont caractérisés par un certain nombre de paramètres qui permettent d'évaluer leur qualité et leurs performances. Ils permettent aussi de déterminer la précision que l'on peut attendre d'une mesure, les précautions à prendre pour minimiser l'incertitude entachant une mesure ou la gamme de mesure pour laquelle l'appareil est conçu.

Les performances d'un gyroscope sont déterminées en fonction de paramètres comme la vitesse minimale détectable, la stabilité du biais, la plage de mesure, la stabilité du facteur d'échelle, la bande passante, la marche aléatoire angulaire, la consommation, la gamme de température de fonctionnement, la sensibilité à l'accélération, etc. Les paramètres les plus utilisés pour la caractérisation des gyroscopes sont la stabilité du biais, la marche aléatoire angulaire et la stabilité du facteur d'échelle. Ces différentes performances sont définies en détail dans l'annexe A.

1.4. Principaux développements des gyroscopes à fibre optique

Comme précisée précédemment, l'invention du gyroscope à fibre optique date de 1976 grâce à l'expérience de Vali et Shorthil qui avaient utilisé un laser et une fibre multimode [7-8]. Cette découverte venait à la suite des recherches menées en 1968 par

R. B. Brown du laboratoire de la marine américaine pour développer un capteur de rotation en utilisant un enroulement de fibre [17]. Dix années après, le concept du gyroscope interférométrique à fibre optique devient une réalité et les premiers prototypes industriels ont vu le jour [33-35]. Bien que la sensibilité obtenue avec ces premiers dispositifs (~ 0.1 °/h) fût moins bonne que celle de leurs prédécesseurs, les gyrolasers (~ 0.001 °/h), cette technologie a tout de même eu un succès remarquable grâce à ses avantages tels qu'un poids léger, une taille réduite, une consommation limitée d'énergie et un meilleur prix. Pour améliorer la sensibilité de ce type de gyroscope, l'attention s'est portée sur l'utilisation d'une fibre optique monomode [18, 36-37] associée à une source de faible cohérence [38-39]. En effet, la fibre multimode utilisée dans les premières expériences avait donné une grande instabilité du signal de sortie limitant ainsi les performances attendues [8]. Peu de temps après, de grands efforts ont été déployés pour améliorer les performances des gyroscopes à fibre optique et pour répondre aux exigences de la navigation aérienne. Des solutions avec des fibres à maintien de polarisation ont été utilisées pour satisfaire les conditions de réciprocity nécessaires à l'obtention de performances élevées [40-42].

Au début des années 90, la majorité des problèmes rencontrés dans les premières versions avait été résolue comme on le verra dans le chapitre 2. À ce moment, le gyroscope à fibre est passé au stade de la production industrielle, et les performances obtenues (0.01 °/h) lui ont permis d'être utilisé dans les systèmes de navigation avioniques [43-45]. Par la suite, tous les travaux de recherche se sont concentrés sur les objectifs de réduction du coût [46], de la miniaturisation [47-48], et de l'utilisation des techniques de traitement du signal [49-52]. Aujourd'hui, les développements menés ont permis d'approcher la limite de performance théorique. Les principaux fabricants sont Northrop-Grumman, Honeywell, KVH, Hitachi et Ixsea.

1.5. Applications des gyroscopes à fibre optique

Le recours aux gyroscopes à fibre optique dans diverses applications est principalement dû aux avantages qu'ils offrent par rapport aux autres types de gyroscopes (mécanique et gyrolasers), à savoir :

- Dispositifs à état solide (absence de partie mobile) ;
- Possibilité de satisfaire une grande gamme de performances ;
- Fabrication facile ;
- Dynamique élevée ;
- Grande durée de vie ;
- Large bande passante ;
- Grande fiabilité ;
- Insensibilité à l'accélération (gravité) et au champ magnétique.

En se basant sur les performances décrites précédemment, on peut distinguer trois classes principales de gyroscopes. Le tableau 1.1 illustre la gamme de performances requises pour chaque classe. Les performances affichées de chaque classe dépendent de l'application envisagée, c'est-à-dire que c'est l'application qui détermine la classe du gyroscope à utiliser. Par exemple, les gyroscopes de classe « vitesse » sont utilisés dans le domaine de l'automobile, tandis que les gyroscopes utilisés dans la navigation avionique ou spatiale sont de classe « inertielle ». En effet, les gyroscopes utilisés dans ce type d'applications doivent être le plus précis possible afin de garantir le minimum d'erreurs.

Tableau 1.1 Performances exigées pour chaque classe [53].

Paramètre	Vitesse	Tactique	Inertielle
Angle de marche aléatoire (°/h)	> 0,5	0,5-0,05	<0,001
Stabilité du biais (°/h)	10-1000	0,1-10	<0,01
Précision du facteur d'échelle (%)	0,1-1	0.01-0,1	<0,001
Pleine échelle (°/s)	50-1000	>500	>400
Choc max. en 1ms.g	10 ³	10 ³ -10 ⁴	10 ³
Bande passante (Hz)	>70	0,1-100	0,1-100

Les applications des gyroscopes à fibre optique sont diverses. On peut citer :

- La stabilisation d'une direction ou d'un référentiel mécanique, par exemple pour la stabilisation d'une caméra, d'une antenne ou du viseur infrarouge d'un autodirecteur de missile ;
- Les systèmes de guidage des missiles ou fusées ;
- Les équipements de centrales inertielles, en les associant avec des accéléromètres, pour déterminer la position, la vitesse et l'attitude d'un véhicule (avion, char, bateau, sous-marin, etc.). Ces équipements peuvent être complémentaires avec un GPS sauf dans les applications où celui-ci n'est pas utilisable (sous-marins, satellites).

On donne dans le tableau 1.2 les domaines d'utilisation ainsi que les différentes applications possibles des gyroscopes à fibre optique en fonction de la gamme de performances exigées pour chaque type d'application [17].

Tableau 1.2 Domaines d'application des gyroscopes à fibre optique.

Domaine	Utilisation	Performances
Automobile	<ul style="list-style-type: none"> • Navigation automobile • Stabilisation d'antenne/caméra • Robotique • Chariot élévateur • Commande de grue • Contrôle de forage • Surveillance des mouvements • Commande de navigation de la machine agricole 	<p>Résolution : $\sim 200^\circ/\text{h}$ Stabilité du facteur d'échelle : $\sim 1\%$ Stabilité du biais : $\sim 200^\circ/\text{h}$ Configuration : boucle ouverte Dynamique : $100\text{-}800^\circ/\text{s}$</p>
Aerospace	<ul style="list-style-type: none"> • Navigation avionique (AHRS) • Missile • Navigation autonome d'automobile • Robotique • Hélicoptère • Guidage de forage 	<p>Résolution : $\sim 1^\circ/\text{h}$ Stabilité du facteur d'échelle : $\sim 0,1\%$ Stabilité du biais : $\sim 1^\circ/\text{h}$ Configuration : boucle ouverte ou boucle fermée</p>
Navigation et militaire	<ul style="list-style-type: none"> • Gyrocompas (boucle ouverte) • Navigation spatiale (satellite) • Automobile • Guidage de missiles • Hélicoptère • Guidage de forage 	<p>Résolution : $\sim 0,01^\circ/\text{h}$ Stabilité du facteur d'échelle : $\sim 10\text{ ppm}$ Stabilité du biais : $\sim 0,01^\circ/\text{h}$ Configuration : boucle fermée</p>

1.6. Motivations et objectif du travail

L'interférométrie Sagnac multimode a été traitée depuis une dizaine d'années par plusieurs laboratoires, en particulier par le LSP [54]. Ce qui s'est traduit par plusieurs prototypes de validation. Cependant, le choix des composants en particulier le type de fibre et de coupleurs n'a jamais été justifié. En effet, il existe une multitude de fibres multimodes caractérisées par des paramètres opto-géométriques différents. Nous sommes partis du constat que les performances d'un tel dispositif sont très étroitement liées au type de fibre à utiliser.

L'objectif du travail présenté dans cette thèse est de développer une nouvelle version d'un gyroscope à fibre optique multimode basé sur un choix optimal des composants et de la technique de traitement du signal. Le travail se divise principalement en deux parties. La première partie est consacrée à la modélisation de l'interférométrie Sagnac multimode, permettant l'étude des phénomènes de couplages de modes. Les résultats de cette modélisation seront appliqués pour optimiser le choix des composants et la conception d'un nouveau prototype. La deuxième partie est consacrée à la réalisation expérimentale d'un nouveau prototype et à la caractérisation de ses performances.

1.7. État de l'art des gyroscopes à fibre multimode

Théoriquement, un gyroscope à fibre multimode présente une meilleure stabilité du biais grâce à son fonctionnement qui opère par moyennage modal [55]. En effet, la moyenne réalisée sur l'ensemble de modes en sortie d'instrument conduit à une réponse stable et à une compensation des erreurs de phase sur le signal de sortie. De plus, la grande valeur de l'ouverture numérique qui caractérise les composants multimodes permet un couplage élevé de puissance et évite le problème de désalignement. Dans ce cas, l'erreur causée par l'effet Kerr sera négligeable à cause de la grande dimension du cœur de la fibre multimode [56]. En outre, l'association du fonctionnement en boucle ouverte et du traitement de signal analogique présente un grand potentiel de réduction de coûts pour ce type de gyroscopes.

Néanmoins, l'utilisation d'une fibre multimode entraîne un certain nombre de limitations résultant en premier lieu du caractère non réciproque de la propagation et des inévitables couplages de modes [55]. Le challenge dans cette option est de pouvoir tirer avantage de ce qui semble être à première vue un inconvénient.

Plusieurs travaux théoriques ont été consacrés à l'étude du gyroscope à fibre optique multimode. Le premier travail publié dans le domaine décrit le gyroscope à fibre multimode fonctionnant avec une source de lumière dépolarisée en utilisant les matrices de Jones généralisées [57]. Peu de temps après, une modélisation du gyroscope à fibre multimode a été proposée dans [58]. Elle est basée sur la classification des différentes ondes optiques générées par les couplages de modes. Cette classification a permis l'analyse l'erreur de phase causée par les interférences entre ces ondes optiques. Cependant, cette étude est effectuée pour un cas particulier d'une fibre ayant un nombre illimité de modes, ce qui nécessite une étude détaillée.

Au début des années quatre-vingt, un nombre d'expériences a été mené pour développer ce type de gyroscopes [59-62]. Les expériences réalisées à cette époque étaient des démonstrateurs de laboratoire utilisant des éléments optiques discrets, tels que les séparateurs de faisceaux et les objectifs de microscope. Ces éléments optiques, nécessitant des alignements délicats, sont incompatibles avec les vibrations mécaniques induisant ainsi des erreurs dans la mesure de rotation. Par la suite, d'autres efforts ont été consacrés et les premiers démonstrateurs tous-fibre ont vu le jour [54, 63-66]. On cite dans ce cas la solution développée au LSP pour la stabilisation des fluctuations du biais. Cette dernière consiste à l'asservissement du biais par un contrôle d'un mélangeur de modes inséré à l'entrée du gyroscope [67].

Jusqu'à ce jour, aucun dispositif utilisant la fibre multimode n'a pas encore émergé de point de vu industriel, ce qui montre que le domaine des gyroscopes à fibre optique multimode reste un domaine de recherche et d'investigation.

1.8. Plan du mémoire

Ce mémoire est divisé en quatre chapitres. Les deux premiers chapitres présentent les fondamentaux des gyroscopes à fibre optique nécessaires à la bonne compréhension du manuscrit. Les deux autres chapitres comprennent les travaux réalisés au cours de la thèse.

Chapitre 2 – Le gyroscope interférométrique à fibre optique : La première partie est consacrée à la description du principe du fonctionnement du gyroscope interférométrique à fibre optique. Nous présentons ensuite les principaux paramètres permettant de décrire ses caractéristiques. Nous détaillons aussi les techniques de traitement du signal utilisées et les modes de fonctionnement possibles. La dernière partie est consacrée à l'étude des différents effets indésirables qui limitent ses performances.

Chapitre 3 – Modélisation et optimisation de choix des composants: On s'intéresse dans la première partie de ce chapitre au modèle proposé décrivant le fonctionnement du gyroscope à fibre optique en présence des couplages de modes. Les résultats de modélisation sont discutés dans la deuxième partie. Enfin, nous utilisons ces résultats pour optimiser le choix des composants de notre réalisation.

Chapitre 4 – Réalisation et caractérisation du gyroscope : Ce chapitre est axé sur la réalisation d'un nouveau prototype visant à optimiser les performances. Les composants utilisés dans ce prototype sont choisis sur la base des résultats d'optimisation obtenus dans l'étude théorique. Nous décrivons de façon chronologique les travaux réalisés à savoir les tests de caractérisation des composants, le premier prototype et le prototype final. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à la discussion des résultats et des performances obtenus.

Chapitre 2

Le gyroscope interférométrique à fibre optique

2.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation du gyroscope à fibre optique. L'étude sera développée à partir de la présentation de l'effet Sagnac et à ses premières applications pour arriver, à la fin du chapitre, à la description d'une configuration optimisée de gyrofibre.

Au début du chapitre, nous expliquerons le principe de l'expérience de Sagnac et comment exploiter cet effet pour réaliser un gyroscope optique. Nous nous intéresserons aux aspects théoriques qui permettent de décrire le fonctionnement d'un tel gyroscope et nous décrirons les solutions envisagées pour surmonter les problèmes de réciprocity. Nous verrons aussi comment les techniques de mise au biais par modulation permettent d'améliorer les performances.

La dernière partie du chapitre sera consacrée à la description des effets parasites intervenants dans le fonctionnement du gyroscope et les techniques utilisées pour réduire ces effets. Enfin, nous discuterons les solutions technologiques qui concernent le choix des composants utilisés dans les gyroscopes à fibre et nous verrons alors que différentes configurations peuvent être envisagées.

2.2. L'effet Sagnac

2.2.1. Un peu d'histoire sur l'effet Sagnac

La première application de mesure de vitesse de rotation par une méthode optique, remonte à 1893 où Sir Oliver Lodge [68] grâce à l'utilisation d'un interféromètre optique, s'intéressa à la mesure de la vitesse de rotation de la terre. Il a pu obtenir une expression du déphasage entre deux ondes contrapropagatives dans un interféromètre en mouvement. Les travaux de Lodge s'appuyaient sur une théorie très en vogue à l'époque, celle de l'éther non relativiste. En 1904, Michelson a également obtenu l'expression de ce déphasage indépendamment de Lodge [69].

En 1913, c'est en voulant valider expérimentalement la théorie de l'éther que le physicien français George Sagnac, observe l'effet qui porte son nom, en utilisant, comme l'avait suggéré Lodge, un interféromètre optique placé sur un plateau tournant (à une vitesse de l'ordre de quelques tours par seconde). Dans son expérience, le circuit fermé était un interféromètre pentagonal mesurant 0,5 m (figure 2.1) [3].

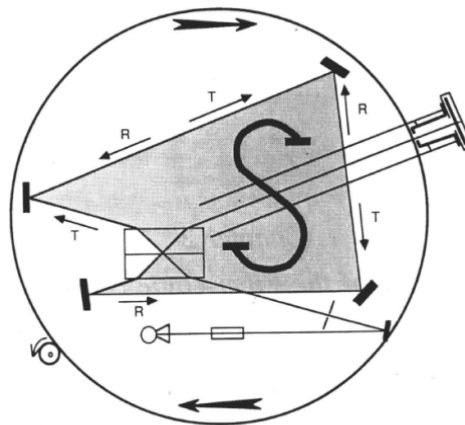


Figure 2.1 Schéma de l'interféromètre de Sagnac, 1913 [3]

Il y a lieu de citer également le travail de Harress qui aurait vraisemblablement observé cet effet deux ans avant Sagnac, au cours d'une expérience d'entraînement de la lumière dans un milieu optique en mouvement. Le dispositif utilisait un interféromètre en anneau de 40 centimètres de diamètre posé sur un plateau tournant

avec une vitesse de rotation pouvant atteindre 600 tours par minute [70]. Harress croyait que sans milieu optique, la rotation de l'interféromètre n'aurait pas eu comme conséquence le décalage de franges d'interférence. Vu que ces travaux n'ont pas été diffusés, l'effet demeurait inconnu.

La première expérience qui a permis de mettre en évidence la rotation de la Terre par effet Sagnac a été réalisée en 1925 par Michelson, Gale et Pearson grâce à un gigantesque interféromètre optique couvrant une aire de $0,21 \text{ km}^2$ [71]. Ces derniers ont comparé la différence de phase des ondes contrapropagatives, liée à la rotation de la Terre, différence qui a été visuellement mesurée à partir de la translation dans l'espace des franges d'interférence.

Depuis cette période, l'effet Sagnac est resté une curiosité scientifique sans réelle application pratique et ce n'est que suite à l'invention du laser en 1960 que de nouveaux développements ont conduit à la mise au point du premier gyrolaser en 1963 [4], puis au premier gyroscope à fibre optique en 1976 [8].

2.2.2. Description simplifiée

L'interféromètre de Sagnac est un interféromètre où les ondes lumineuses divisées à l'entrée par une lame séparatrice, suivent en sens opposé, le même chemin fermé délimité par des miroirs (figure. 2.2).

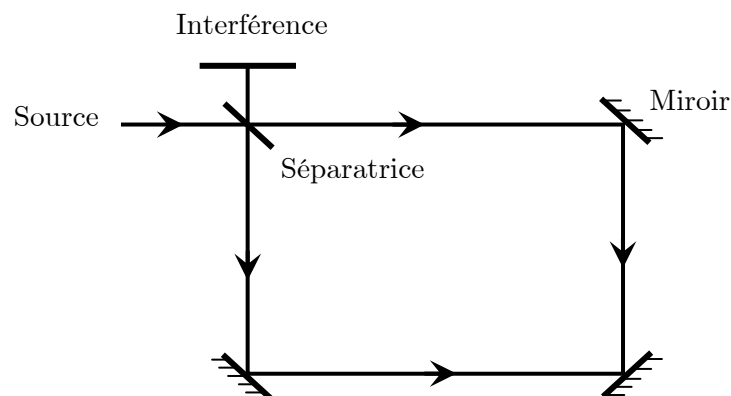


Figure 2.2 Interféromètre de Sagnac avec un chemin optique fermé défini par des miroirs

Le calcul du déphasage de Sagnac peut se faire sur un chemin circulaire comme le montre la figure 2.3 sans que cela n'affecte la validité du résultat. Quand l'interféromètre est au repos, les deux ondes contrapropagatives reviennent en phase. Dans le cas où l'interféromètre tourne à une vitesse Ω , une différence de phase entre les ondes apparaît.

Les méthodes de calcul de l'effet Sagnac sont nombreuses et les articles traitants de cet effet dans le cas optique ne manquent pas. Nous présentons ici une description de l'effet Sagnac que l'on rencontre dans la plupart des ouvrages et qui possède le double avantage d'être relativement simple tout en donnant quantitativement le bon résultat. Toutefois, le raisonnement présenté ci-dessous ne doit pas être généralisé, car il peut conduire à des résultats erronés comme on le verra plus loin.

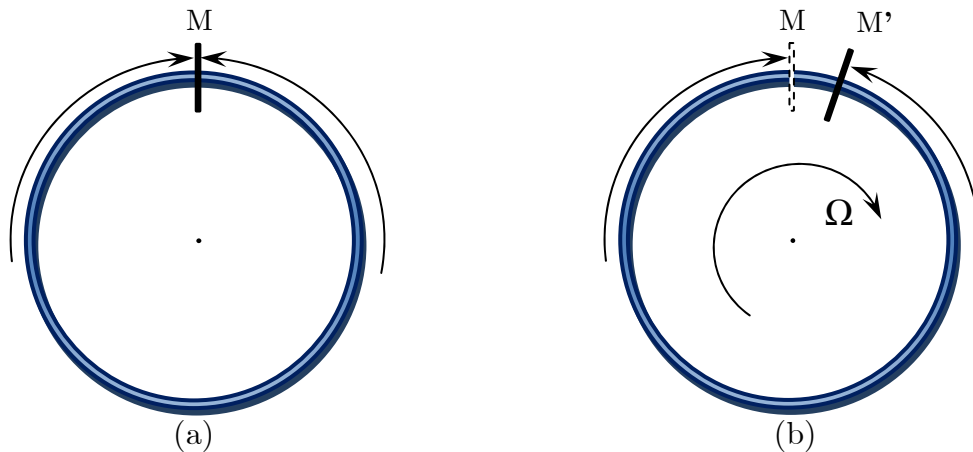


Figure 2.3 Principe de l'effet Sagnac, en considérant par simplification, un chemin circulaire :
(a) à l'arrêt ; (b) en rotation avec une vitesse Ω .

2.2.3. Calcul de l'effet Sagnac par la méthode classique

Pour expliquer simplement cet effet, on considère deux ondes se propageant en sens inverse dans un interféromètre circulaire de rayon R (figure 2.4). Ce dernier pouvant être animé d'un mouvement de rotation autour de son axe central à une vitesse angulaire Ω par rapport au référentiel du laboratoire (supposé Galiléen). Nous supposons, pour le moment, que le milieu de propagation est le vide. Ici la lumière est supposée se propager dans l'éther non-relativiste, c'est-à-dire à vitesse constante dans le repère du laboratoire. La lumière rentre dans l'interféromètre à un instant t_0 par le

point M et après avoir parcouru la boucle, les deux ondes reviennent au même point M, devenu M' et interfèrent.

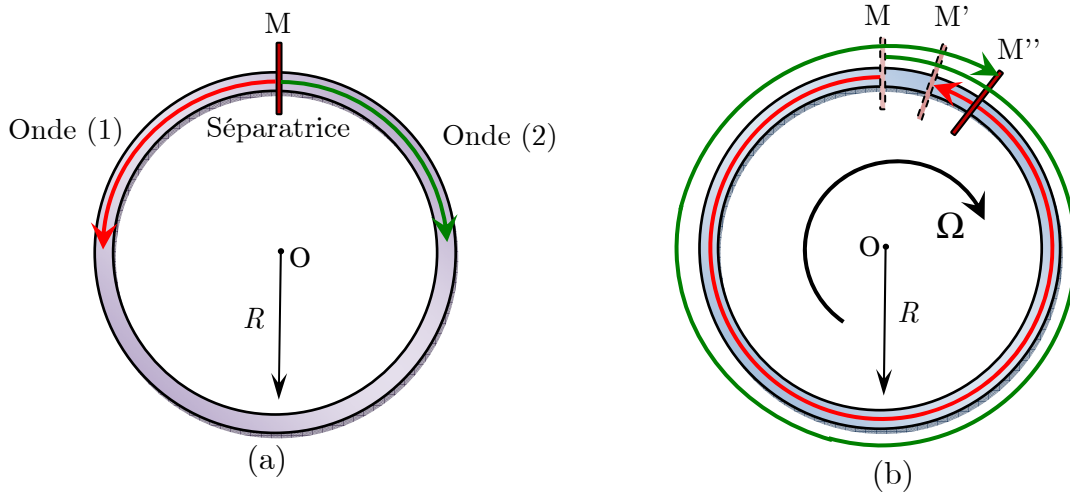


Figure 2.4 Principe de l'effet Sagnac, en considérant par simplification, un chemin circulaire :
(a) à l'arrêt ; (b) en rotation Ω

La vitesse des ondes dans les deux sens est c et les temps de propagation sont définis dans le repère du laboratoire. Le point M étant lié à l'interféromètre il tourne pendant que les ondes se propagent.

L'onde (1) revient au point M qui c'est déplacé en M' après une durée t^- , donc :

$$ct^- = 2\pi R - R\Omega t^- \quad \text{d'où} \quad t^- = \frac{2\pi R}{c + R\Omega} \quad (2.1)$$

De même, l'onde (2) revient au point M qui s'est déplacé en M'' après une durée t^+ vérifiant :

$$ct^+ = 2\pi R + R\Omega t^+ \quad \text{d'où} \quad t^+ = \frac{2\pi R}{c - R\Omega} \quad (2.2)$$

La différence entre les temps de propagation des deux ondes est :

$$\Delta t = t^+ - t^- = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2 (1 - R^2 \Omega^2 / c^2)} \quad (2.3)$$

D'où la différence entre les chemins optiques des deux ondes:

$$\Delta L = c\Delta t = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c (1 - R^2 \Omega^2 / c^2)} \quad (2.4)$$

Comme la vitesse de rotation d'un gyroscope est négligeable devant la vitesse de la lumière, on obtient alors l'expression :

$$\Delta L = \frac{4\pi R^2}{c} \Omega \quad (2.5)$$

Le déphasage au point M entre les deux ondes se déduit alors à partir de :

$$\Delta\phi_s = \frac{2\pi\Delta L}{\lambda} = \frac{8\pi^2 R^2}{\lambda c} \Omega = \frac{8\pi S}{\lambda c} \Omega \quad (2.6)$$

Avec λ longueur d'onde de la source, R le rayon du chemin, c la vitesse de la lumière et $S = \pi R^2$ est l'aire de l'interféromètre.

Comme mentionné précédemment, bien que l'expression trouvée soit correcte, il convient de considérer ce modèle de calcul du déphasage Sagnac avec précaution, en particulier lorsque l'on tente de le généraliser, car il est basé sur l'hypothèse d'une propagation non relativiste dans le vide. Ainsi, si la lumière se propageait dans un milieu matériel on pourrait être tenté de remplacer la vitesse de la lumière c par la vitesse d'une onde se propageant moins vite que la lumière (cas d'un milieu matériel), ce qui est erroné. Dans la formule générale relativiste, comme nous allons le voir, c'est bien la vitesse de la lumière dans le vide c qui apparaît dans l'expression de l'effet Sagnac. En fait, c apparaît comme une constante de la formule d'addition des vitesses en relativité restreinte, et n'a rien à voir avec la vitesse du signal utilisé. En d'autres termes, l'effet Sagnac est un effet purement relativiste.

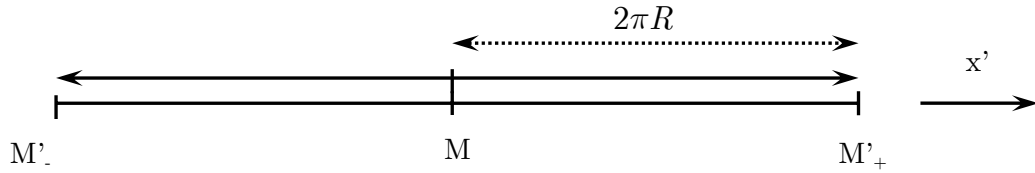
Sagnac ne croyait pas à la théorie de la relativité. D'après lui si cette théorie était vraie, en faisant le raisonnement dans le repère tournant lié à l'interféromètre, la source lumineuse est liée à ce repère, la vitesse de l'onde doit donc être c dans les deux sens définis dans ce repère tournant et par conséquent la figure d'interférence doit être inchangée lors de la mise en rotation. Son expérience ayant montré un défilement des franges dû à la rotation, il pensait avoir démontré l'existence de l'éther et invalidité la théorie de la relativité.

Il se trompait, car il faisait abstraction du fait que l'écoulement du temps n'est pas le même dans les deux référentiels. Il est donc important de constater que la

composition classique des vitesses ne s'applique pas dans cette expérience. Seule une transformation relativiste permet de passer du repère d'inertie au repère tournant. Pour cela, nous sommes amenés à utiliser la transformation de Lorentz qui donne une relation entre la différence des temps de propagation Δt et les différences de positions Δx calculées dans le repère (R) du laboratoire et celles $\Delta t'$ et $\Delta x'$ du repère (R') en translation uniforme dans la direction x par rapport à (R) donnés par [72]:

$$\Delta t' = \frac{\Delta t - v \frac{\Delta x}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \Delta x' = \frac{\Delta x - v \Delta t}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.7)$$

En faisant l'hypothèse que l'on peut assimiler la rotation de notre gyroscope à une translation uniforme de vitesse $v = \Omega R$, voilà à quoi ressemble la propagation dans le repère (R') en mouvement:



Dans le repère (R') lié au gyroscope ramené à une translation uniforme de vitesse $v = R\Omega$, $\Delta t' = 0$ comme le pensait Sagnac et $\Delta x' = 4\pi R$, ce qui donne en appliquant la transformée de Lorentz :

$$\Delta t = \frac{R\Omega}{c^2} \frac{4\pi R}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2/c^2}} \quad (2.8)$$

Le déphasage exprimé dans le repère tournant vaut alors :

$$\Delta\phi_s = \frac{8\pi^2 R^2 \Omega}{\lambda c \sqrt{1 - R^2\Omega^2/c^2}} \quad (2.9)$$

(c est ici une constante) qui est bien équivalent au résultat de l'équation (2.6) à des termes en $R^2\Omega^2/c^2$ près. Dans la limite $R\Omega \ll c$, on retrouve la même expression du

déphasage Sagnac. L'expérience imaginée par Sagnac dans le vide ne permettait donc pas de distinguer théorie relativiste et non relativiste.

2.2.4. Calcul de l'effet Sagnac dans le cas d'un milieu matériel

Considérons maintenant que la lumière se propage dans un milieu matériel en rotation, d'indice de réfraction n . La question pour les « non relativistes » comme Sagnac a été autrefois de savoir si la matière allait entrainer ou pas avec elle l'éther. Une réponse basée sur l'expérience avait été apportée par Fizeau : la lumière est ralentie ou accélérée par la matière, suivant l'effet d'entraînement dit de Fresnel-Fizeau [73]. Dans ce cas, la vitesse réelle de la lumière V dans le référentiel du laboratoire est donnée par la formule suivante :

$$V = \frac{c}{n} + \alpha_F R\Omega \quad (2.10)$$

où $\alpha_F = 1 - 1/n^2$ est le coefficient d'entraînement de Fizeau et $R\Omega$ est la vitesse tangentielle du milieu. Une des interprétations de l'époque était que n^2 représentait la densité d'éther et que seul l'excès d'éther dans la matière allait entrainer la lumière avec elle. En appliquant cette loi pour déterminer les vitesses des deux ondes contrapropagatives, on obtient :

$$V^- = \frac{c}{n} - \alpha_F R\Omega \quad \text{pour l'onde (1)} \quad (2.11)$$

$$V^+ = \frac{c}{n} + \alpha_F R\Omega \quad \text{pour l'onde (2)} \quad (2.12)$$

En utilisant le raisonnement précédent non relativiste, les temps de propagation s'expriment par:

$$t^- = \frac{2\pi R}{V^- + R\Omega} \quad \text{et} \quad t^+ = \frac{2\pi R}{V^+ - R\Omega} \quad (2.13)$$

La différence de temps de propagation dans le milieu Δt_m devient alors:

$$\Delta t_m = n^2 (1 - \alpha_F) \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2 [1 - (1 - \alpha_F^2) R^2 \Omega^2 / c^2]} \quad (2.14)$$

Avec l'approximation $R\Omega \ll c$, l'équation se réduit à :

$$\Delta t_m = n^2(1 - \alpha_F)\Delta t \quad (2.15)$$

où Δt est la différence de temps de propagation dans le vide. En utilisant la relation $n^2(1 - \alpha_F) = 1$, on a alors:

$$\Delta t_m = \Delta t \quad (2.16)$$

Cela montre, que vu la compensation parfaite de l'entraînement de Fresnel-Fizeau, les temps de propagation sont identiques et par conséquent le déphasage Sagnac reste inchangé.

La loi de l'entraînement de Fresnel-Fizeau n'est pas relativiste, mais comme pour le raisonnement de Sagnac, le raisonnement basé sur la relativité restreinte donne le même résultat dans la limite que $R\Omega$ soit petit par rapport à c . En effet, le même résultat peut être démontré dans le cas relativiste, d'une onde qui se propage dans un milieu d'indice $n \neq 1$ (cas de la propagation dans une fibre optique $V = c/n$).

En utilisant la formule d'addition des vitesses en relativité restreinte, on a:

$$V^- = \frac{V - R\Omega}{1 - \frac{R\Omega V}{c^2}} \quad \text{Pour l'onde (1)} \quad (2.17)$$

$$V^+ = \frac{V + R\Omega}{1 + \frac{R\Omega V}{c^2}} \quad \text{Pour l'onde (2)} \quad (2.18)$$

Les instants d'arrivée en M sont alors donnés par :

$$V^- t^- = 2\pi R - R\Omega t^- \quad \text{et} \quad V^+ t^+ = 2\pi R + R\Omega t^+ \quad (2.19)$$

Le calcul de la différence des temps de propagation conduit à :

$$\Delta t_m = \frac{2\pi R}{V^+ - R\Omega} - \frac{2\pi R}{V^- + R\Omega} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2 - R^2 \Omega^2} \approx \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2} \quad (2.20)$$

Et on retrouve exactement la même expression qu'en (2.3), par conséquent le même déphasage de Sagnac. De plus, on remarque que la vitesse V de l'onde n'intervient pas dans l'équation (2.14), seule la constante c intervient. La valeur du déphasage ne dépend donc pas de la vitesse de propagation de l'onde, mais uniquement de sa longueur d'onde λ dans le vide

2.2.5. Ordre de grandeur

L'effet Sagnac est extrêmement faible. Pour avoir une idée sur son ordre de grandeur, considérons, à titre d'exemple, une vitesse de rotation $\Omega = 1^\circ/\text{s}$. Soit un interféromètre de Sagnac formé d'un circuit de rayon $R = 5 \text{ cm}$ et d'une source optique de longueur d'onde $\lambda = 850 \text{ nm}$. Le déphasage de Sagnac correspondant est alors :

$$\Delta\phi_s = \frac{8\pi^2 R^2}{\lambda c} \Omega = 7,74 \times 10^{-4} \text{ rad} \quad (2.21)$$

Ce qui est très faible comme déphasage avec une détection quasi impossible. Sachant que des applications de gyroscopes tels que la navigation nécessitent une sensibilité de l'ordre de $10^{-3}\Omega$, des techniques permettant de surmonter cet inconvénient sont nécessaires. L'augmentation de l'aire de l'interféromètre S en utilisant une bobine de fibre optique comme milieu de propagation améliore considérablement l'effet Sagnac et rend possible son exploitation pratique.

2.2.6. Axe d'entrée

L'expression générale du déphasage Sagnac apparaît comme le produit scalaire du vecteur de rotation $\vec{\Omega}$ et du vecteur de surface formée par le chemin optique $\vec{S} = S\vec{e}$ avec S surface de l'interféromètre :

$$\Delta\phi_s = \frac{8\pi S}{\lambda c} \vec{\Omega} = \frac{8\pi S}{\lambda c} \vec{\Omega} \cdot \vec{e} \quad (2.22)$$

La grandeur d'entrée, notée Ω_e , est la projection du vecteur de rotation instantanée $\vec{\Omega}$ sur l'axe d'entrée de l'appareil \vec{e} :

$$\Delta\phi_s = \frac{8\pi S}{\lambda c} \Omega_e |\vec{e}| = \frac{8\pi S}{\lambda c} \Omega \cos\theta_e \quad (2.23)$$

Le déphasage Sagnac dépend seulement de l'aire enfermée par le chemin emprunté par les ondes et de l'orientation du plan de l'interféromètre par rapport à l'axe d'entrée (figure 2.5). Dans le cas d'un interféromètre de forme quelconque, l'expression du déphasage Sagnac reste valable et seule la valeur de l'aire projetée change.

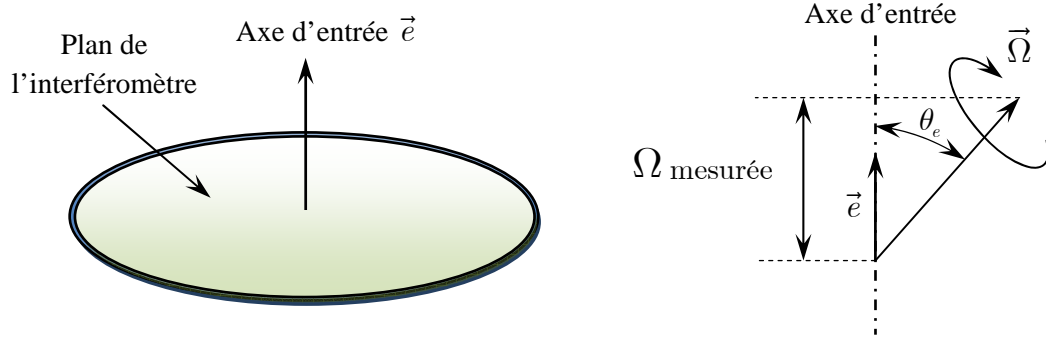


Figure 2.5 L'axe d'entrée est l'axe perpendiculaire au plan de l'interféromètre

De plus, la position de l'axe de rotation n'influe pas sur la valeur du déphasage comme le montre la figure 2.6. On démontre [74] qu'une vitesse de rotation appliquée à l'interféromètre selon un axe donné est la même que la vitesse de rotation de l'interféromètre autour de son axe d'entrée. En effet, si on définit un point de repère sur la circonférence de l'interféromètre, celui-ci effectuera un tour complet par rapport à l'axe d'entrée pendant que l'interféromètre effectuera un tour complet par rapport à l'axe de rotation.

2.3. Gyroscope à fibre optique basé sur l'effet Sagnac

2.3.1. Description générale

Le principe du gyroscope à fibre optique consiste à utiliser une bobine multitours de fibre optique, au lieu du chemin fermé unique de l'interféromètre original de Sagnac, afin d'augmenter la surface de l'interféromètre (figure 2.6) [75-77].

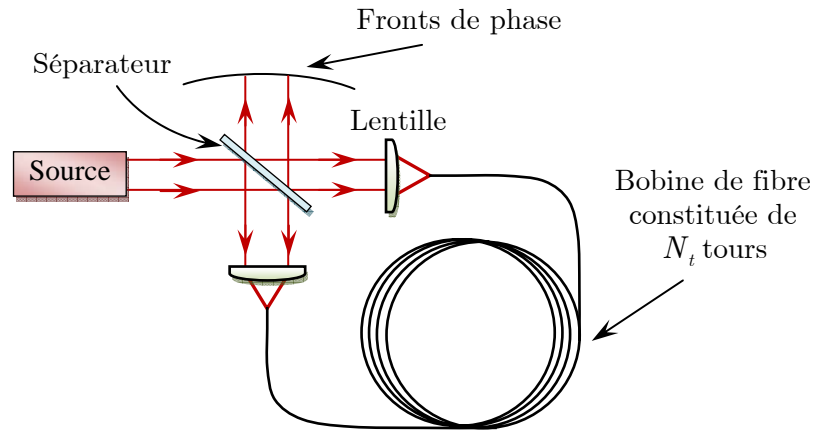


Figure 2.6 Interféromètre de Sagnac utilisant une bobine de fibre optique multitours

La surface totale de l'interféromètre se trouve donc multipliée par le nombre N_t de tours qui vaut typiquement 10^3 à 10^4 . Le déphasage induit par une rotation Ω devient dans ce cas :

$$\Delta\phi_s = \frac{8\pi N_t S}{\lambda c} \Omega = \frac{8N_t \pi^2 R^2}{\lambda c} \Omega \quad (2.24)$$

avec $S = \pi R^2$ est la surface d'une spire et R est son rayon. Si la fibre est de longueur totale $L = 2\pi N_t R$, le déphasage Sagnac peut aussi être exprimé comme suit :

$$\Delta\phi_s = \frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega = \frac{2\pi LD}{\lambda c} \Omega \quad (2.25)$$

où $D = 2R$ est le diamètre de la bobine. Le terme Ω représente la composante de la vitesse de rotation projetée sur l'axe de la bobine.

L'augmentation de la longueur fournie par la fibre est essentielle pour la mesure des faibles vitesses de rotation. Le déphasage Sagnac, fonction de la vitesse de rotation Ω , est reporté sur la figure 2.7 pour différentes valeurs de la surface totale NS . L'analyse du graphe montre l'intérêt d'augmenter cette surface pour la mesure de faibles vitesses de rotation.

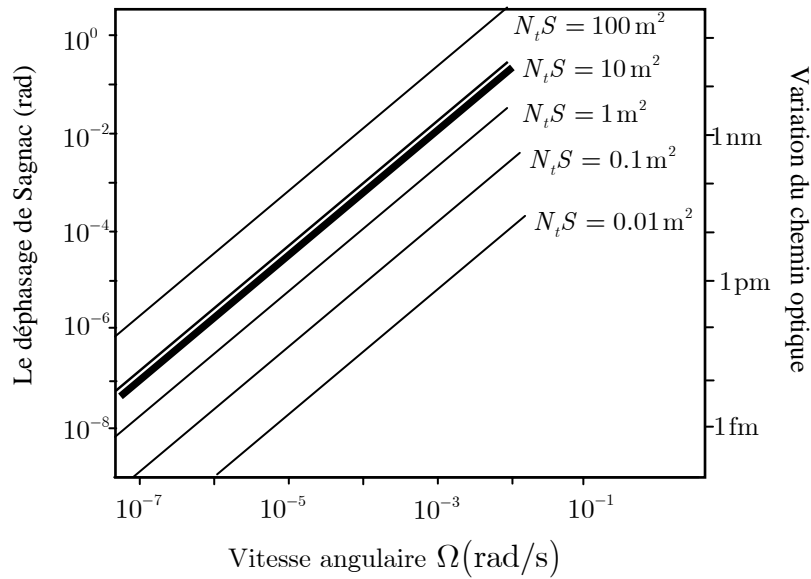


Figure 2.7 Courbes de variation du déphasage de Sagnac en fonction de la vitesse angulaire de rotation et de la surface totale de l'interféromètre à fibre [78]

2.3.2. Principales caractéristiques

2.3.2.1. Intensité de sortie et réponse du gyroscope

Considérons la configuration basique de l'interféromètre de Sagnac fibré de la figure 2.6, où la source délivre une intensité totale I_0 et la séparatrice présente un facteur de couplage de 50%. Dans le cas idéal d'un interféromètre parfaitement contrasté l'intensité de sortie est donnée par :

$$I(\Delta\phi_s) = \frac{I_0}{2}(1 + \cos \Delta\phi_s) \quad (2.26)$$

L'intensité de l'onde résultante est fonction du déphasage $\Delta\phi_s$ qui est proportionnel à la vitesse de rotation Ω . Le tracé de l'intensité $I(\Delta\phi_s)$ est représenté sur la Figure 2.8. L'interféromètre de Sagnac étant un interféromètre parfaitement équilibré, sa réponse est caractérisée par une frange centrale centrée autour d'un point de fonctionnement qui correspond à l'état de repos de l'interféromètre ($\Delta\phi_s = 0$). Une telle réponse présente quelques inconvénients à savoir un fonctionnement non linéaire, une faible sensibilité aux petites vitesses de rotations et une ambiguïté sur la mesure du sens de la rotation. Les caractéristiques de la réponse seront développées en détail dans les sections suivantes.

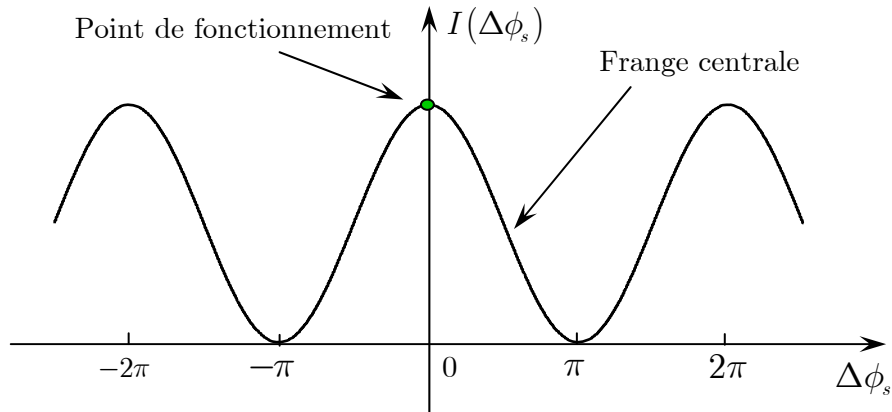


Figure 2.8 Réponse de l'interféromètre de Sagnac

2.3.2.2. Le facteur d'échelle

Suivant la grandeur de sortie considérée, le facteur d'échelle peut être défini par rapport au déphasage $\Delta\phi_s$, dans ce cas il s'agit du facteur d'échelle optique qui est donné par :

$$k_{opt} = \frac{d(\Delta\phi_s)}{d\Omega} = \frac{4\pi RL}{\lambda c} \quad (2.27)$$

Par rapport à l'intensité de sortie, facteur d'échelle se calcule comme suit:

$$k_0 = \frac{dI(\Delta\phi_s)}{d\Omega} = -2I_0 \frac{\pi RL}{\lambda c} \sin\left(\frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega\right) \quad (2.28)$$

L'augmentation de la sensibilité de l'interféromètre revient à augmenter son facteur d'échelle optique. La valeur du facteur d'échelle est fixée en agissant sur les paramètres tels que le rayon de la bobine R , la longueur de la fibre L et la longueur d'onde λ . Pour qu'un gyroscope ait une réponse linéaire, son facteur d'échelle k_0 doit être constant. Cependant, on remarque qu'il dépend par défaut de la vitesse de rotation Ω et qu'il s'annule pour les faibles vitesses, ce qui présente une limitation. Par contre, si on impose un point de fonctionnement à $\pi/2$ comme le montre la figure 2.9, le facteur d'échelle devient :

$$k_0 = -2I_0 \frac{\pi RL}{\lambda c} \cos\left(\frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega\right) \quad (2.29)$$

Dans ce cas, la mesure des faibles vitesses sera possible. En effectuant l'approximation du terme $\cos\left(\frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega\right)$ par 1 pour $\Omega \approx 0$, le facteur d'échelle devient indépendant de la rotation comme le montre l'expression suivante :

$$k_0 = -2I_0 \frac{\pi RL}{\lambda c} \quad (2.30)$$

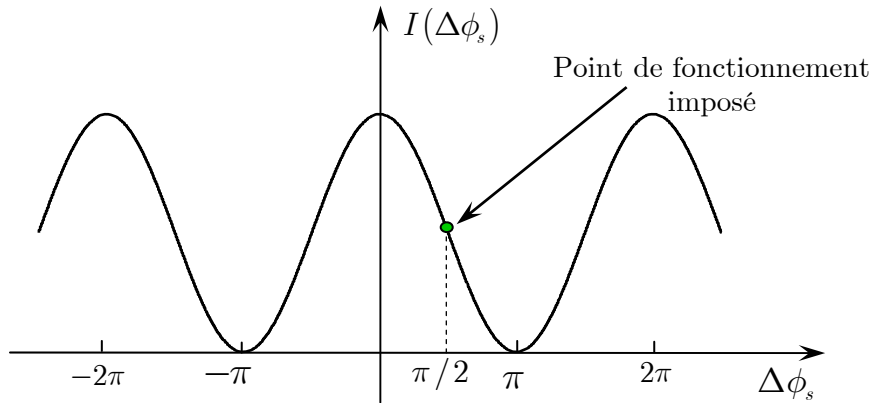


Figure 2.9 Point de fonctionnement imposé dans la zone linéaire

Nous allons voir par la suite la solution adoptée pour imposer un point de fonctionnement à $\pi/2$ grâce à une technique de mise au biais par modulation.

2.3.2.3. La vitesse maximale sans ambiguïté

La périodicité du signal d'interférence a pour conséquence une ambiguïté sur la mesure de la vitesse de rotation. En effet, le déphasage $\Delta\phi_s$ prend ses valeurs dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$ modulo 2π . La vitesse maximale mesurable sans ambiguïté notée Ω_π est celle qui donne un déphasage $\Delta\phi_s = \pm\pi$. Elle est exprimée par :

$$\Omega_\pi = \frac{\lambda c}{4\pi RL} \quad (2.31)$$

La plage de mesure dans ce cas est $\Omega \in [0, \Omega_\pi]$. Cependant, si le point de fonctionnement est imposé à $\pi/2$, la vitesse maximale mesurable sans ambiguïté correspond à un déphasage $\Delta\phi_s = \pm\pi/2$ et la plage de mesure devient $\Omega \in [-\Omega_\pi/2, +\Omega_\pi/2]$.

Comme Ω_π est inversement proportionnelle à la longueur de la fibre et au rayon de la bobine, la plage de mesure peut être facilement ajustée en variant ces deux paramètres, ce qui constitue l'un des avantages des gyroscopes à fibre optique.

2.3.2.4. Intensité de sortie avec une source à faible cohérence

En pratique, les sources présentent une certaine largeur de bande autour d'une longueur d'onde moyenne $\bar{\lambda}$. En tenant compte de la cohérence (temporelle ici) de la source. L'expression du signal d'interférence s'écrit :

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \gamma_c(\Delta L) \cos\left(2\pi \frac{\Delta L}{\bar{\lambda}}\right) \right] \quad (2.32)$$

où γ_c est la fonction de cohérence de la source et ΔL est la différence de marche entre les deux ondes contrapropagatives. Cette différence de marche ΔL est reliée au déphasage Sagnac par la relation :

$$\Delta\phi_s = \frac{2\pi\Delta L}{\bar{\lambda}} \quad (2.33)$$

L'expression de l'intensité en fonction du déphasage de Sagnac devient :

$$I(\Delta\phi_s) = \frac{I_0}{2} \left[1 + \gamma_c \left(\frac{\bar{\lambda}}{2\pi} \Delta\phi_s \right) \cos(\Delta\phi_s) \right] \quad (2.34)$$

Dans ce cas, on définit le contraste d'interférence comme suit :

$$C(\Delta\phi_s) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \gamma_c(\Delta\phi_s) \quad (2.35)$$

L'allure du signal d'interférence en tenant compte de la cohérence de la source est représentée sur la figure 2.10. On remarque une diminution du contraste avec l'augmentation du déphasage Sagnac. Vu que le gyroscope opère autour de la frange centrale, la dégradation du contraste n'affecte pas les performances du gyroscope et cette dégradation peut être négligée. Néanmoins, nous pouvons définir une vitesse maximale limite qui correspond à un déphasage Sagnac équivalent à la longueur de cohérence de la source L_c . Cette vitesse est donnée par :

$$\Delta\phi_s = \frac{2\pi L_c}{\lambda} = \frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega_{\max} \quad (2.36)$$

D'où

$$\Omega_{\max} = \frac{cL_c}{2RL} \quad (2.37)$$

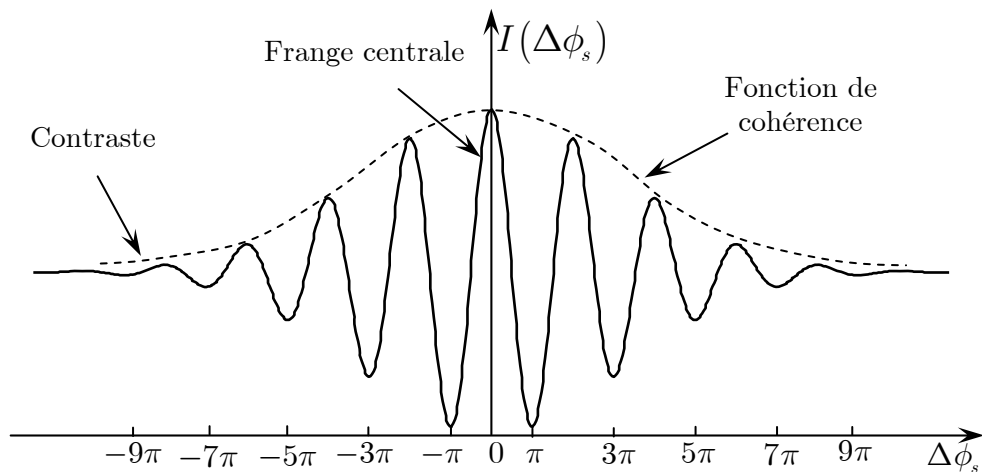


Figure 2.10 Signal d'interférence pour une source à faible cohérence

2.3.2.5. Longueur de fibre maximale

Dans la pratique, la fibre optique présente des pertes qui varient selon la longueur d'onde de travail λ . Ces pertes notées α_a sont exprimées en dB/km. Si P_e est la puissance émise par la source, la puissance détectée après un parcours d'une longueur de fibre L est donnée par:

$$P_0 = P_e 10^{-\frac{\alpha_a L}{10}} \quad (2.38)$$

La puissance détectée diminue avec l'augmentation de la longueur de la fibre. En présence de bruit, cette augmentation limite la mesure des faibles vitesses de rotation. Cependant, une telle augmentation de la longueur améliore le facteur d'échelle optique k_0 et par conséquent la sensibilité. Donc, il existe une valeur optimale de la longueur. Pour une longueur d'onde de travail λ donnée, une fibre d'atténuation α (dB/km) et un rayon R fixe, la longueur maximale de la fibre est donnée par [75] :

$$L_{\max} \text{ (km)} = \frac{8.7}{\alpha_a} \quad (2.39)$$

Dans le tableau 2.1, on donne la longueur maximale de fibre pour les différentes fenêtres couramment utilisées et pour plusieurs valeurs de l'atténuation α_a (les valeurs de α_a dans le tableau ne tiennent pas compte du bobinage). En pratique, d'autres considérations entrent en jeu et les longueurs utilisées sont généralement de quelques centaines de mètres.

Tableau 2.1 Longueur maximale de la fibre pour différentes longueurs d'onde.

λ (nm)	850	1060	1300	1550
α_a (dB/km)	2	1	0.4	0.25
L_{\max} (km)	4,35	8,7	21,75	34,8

2.3.3. Bruit et limite de performance

Nous présentons dans ce qui suit les différents bruits qui influencent les performances d'un gyroscope à fibre optique. Il existe principalement trois types de bruits à savoir

le bruit photonique, le bruit thermique et le bruit d'intensité de la source. Ces bruits sont de nature différente et proviennent de sources différentes. La vitesse minimale détectable par le gyroscope est estimée en évaluant le bruit total. Nous allons expliciter chacun de ces bruits en donnant la vitesse minimale détectable pour chaque type.

2.3.3.1. Bruit de discrétisation photonique

Ce bruit résulte de la nature quantique de l'interaction lumière matière. Il possède une structure de bruit de grenailles (appelé aussi bruit de discrétisation ou shot noise). Le nombre de photons détectés par unité de temps n'est pas constant, mais change aléatoirement et suit une loi de distribution de Poisson. On utilise souvent l'appellation rotation équivalente (en anglais $NE\Omega$ pour Noise Equivalent Rotation) pour désigner la limite théorique due au bruit. Elle est donnée par l'expression [79] :

$$(\Omega_{min})_{BDP} = \frac{c\lambda}{4\pi RL} \sqrt{\frac{2h\nu B}{\eta P_0}} \quad (2.40)$$

où h est la constante de Planck, ν est la fréquence de l'onde optique, B est la bande passante du système de détection, η est l'efficacité quantique du détecteur et P_0 la puissance reçue sur le détecteur.

Nous voyons que la capacité de mesure d'un gyroscope est fortement affectée par les dimensions de l'enroulement de fibre. Notons que P_0 est une fonction de la longueur de fibre et de l'atténuation. Pour les fibres à faible perte, la longueur optimale est de plusieurs kilomètres. Cependant dans la pratique, la longueur typique est de 1 km avec un diamètre d'enroulement de 10 cm.

2.3.3.2. Bruit thermique

Ce bruit provient de l'agitation thermique des électrons dans un conducteur, il est appelé aussi bruit de Johnson. Dans un gyroscope, ce bruit est le résultat de la contribution des éléments résistifs qui constituent le circuit électronique de

photodétection, en particulier la résistance de charge du photodétecteur. La rotation équivalente au bruit thermique est donnée par [78-80] :

$$(\Omega_{\min})_{BT} = \frac{c\lambda}{4\pi RL} \frac{1}{sP_0} \sqrt{\frac{4KTB}{R_c}} \quad (2.41)$$

où T est la température absolue, K est la constante de Boltzmann, R_c est la résistance de charge du circuit de photodétection et s est la sensibilité du photodétecteur (A/W).

2.3.3.3. Bruit d'intensité

Le bruit d'intensité (bruit additionnel ou excess noise) provient des fluctuations de l'intensité de la source optique. Il est aussi dû à la nature quantique de la lumière. La rotation équivalente dans ce cas est donnée par [81-82] :

$$(\Omega_{\min})_{BI} = \frac{c\lambda}{4\pi RL} \sqrt{\frac{\lambda^2 B}{2c\Delta\lambda}} \quad (2.42)$$

où $\Delta\lambda$ est la largeur de bande de la source lumineuse.

2.3.3.4. Vitesse minimale détectable

La vitesse minimale détectable résulte alors de la contribution des différents bruits, elle est donnée par :

$$\Omega_{\min}^2 = (\Omega_{\min}^2)_{BDP} + (\Omega_{\min}^2)_{BT} + (\Omega_{\min}^2)_{BI} \quad (2.43)$$

D'où l'expression de la vitesse minimale détectable, appelée aussi erreur de vitesse :

$$\Omega_{\min} = \frac{c\lambda}{4\pi RL} \sqrt{\frac{2h\nu B}{\eta P_0} + \frac{\lambda^2 B}{2c\Delta\lambda} + \frac{4KTB}{R_c s^2 P_0^2}} \quad (2.44)$$

On remarque que l'augmentation de la puissance de la source permet d'améliorer les performances du gyroscope. Cependant, une augmentation excessive engendre

d'autres sources de bruit intrinsèque à la fibre telles que l'effet Kerr qu'on détaillera plus loin. D'autres améliorations peuvent être envisagées en utilisant une source de faible cohérence (augmentation de $\Delta\lambda$), un photodétecteur de grande sensibilité et en augmentant la résistance de charge. Cette dernière est cependant limitée par le produit gain-bande passante du circuit amplificateur.

2.4. Problèmes de développement

Dans cette partie, nous discuterons les problèmes qui empêchent d'avoir un dispositif sensible avec une configuration basique utilisant une source, un détecteur, une bobine de fibre et une séparatrice telle que celle représentée en figure 2.14. Nous commencerons par les problèmes de réciprocité puis les modifications à apporter pour surmonter ces problèmes. Dans une seconde partie, nous présenterons comment la technique de mise au biais permet une mesure avec une grande sensibilité. Enfin, nous verrons comment que les effets parasites peuvent être des sources d'erreurs dans la mesure de la vitesse et nous présenterons les solutions utilisées pour réduire ces effets.

2.4.1. Réciprocité

Dans un interféromètre de Sagnac, tout effet produisant un déphasage entre les deux ondes contrapropagatives est considéré comme un effet non réciproque [37]. Ainsi, l'effet Sagnac lui-même se trouve un effet intrinsèquement non réciproque.

Le principe de réciprocité vise à annuler tous les autres effets non réciproques afin que les deux ondes contrapropagatives interfèrent avec exactement la même amplitude et la même phase et que seul l'effet Sagnac soit celui qui produit un déphasage à exploiter pour la mesure de la rotation.

Vali et Shorthill ont montré que la configuration dite de base n'est pas intrinsèquement réciproque [7-8]. Nous décrivons dans ce qui suit les différents facteurs liés aux problèmes de la réciprocité de cette configuration basique et les solutions adoptées pour les surmonter.

2.4.1.1. Réciprocité de la séparatrice

On considère l'interféromètre illustré en figure 2.19 où la lumière entre par le port 1, et peut être détectée au port 1 ou au port 2.

En absence de rotation, le déphasage entre les deux ondes détectées au port 2 est :

$$\Delta\phi_e = 2(\phi_r - \phi_t) \neq 0 \quad (2.45)$$

où ϕ_r est le déphasage dû à la réflexion sur la séparatrice et ϕ_t est le déphasage induit par la transmission. L'onde (1) subit deux réflexions et deux transmissions (figure 2.11(a)) alors que l'onde (2) subit seulement deux transmissions (figure 2.11(b)). Donc, l'utilisation du port 2 induit un déphasage supplémentaire. Par contre si le détecteur est mis au port 1 les deux ondes parcourent le même chemin et subissent une transmission et une réflexion chacune, donc le déphasage détecté est nul (figure 2.11(c)). Ainsi, l'utilisation du port d'entrée de l'interféromètre comme port de sortie permet d'éliminer l'effet de la séparatrice. Pour envisager cette solution, il est nécessaire d'ajouter un deuxième séparateur qui permet d'envoyer le signal sur le détecteur comme l'illustre la figure 2.12. Ce raisonnement est également valable si un coupleur à fibre optique est utilisé au lieu de la séparatrice [37].

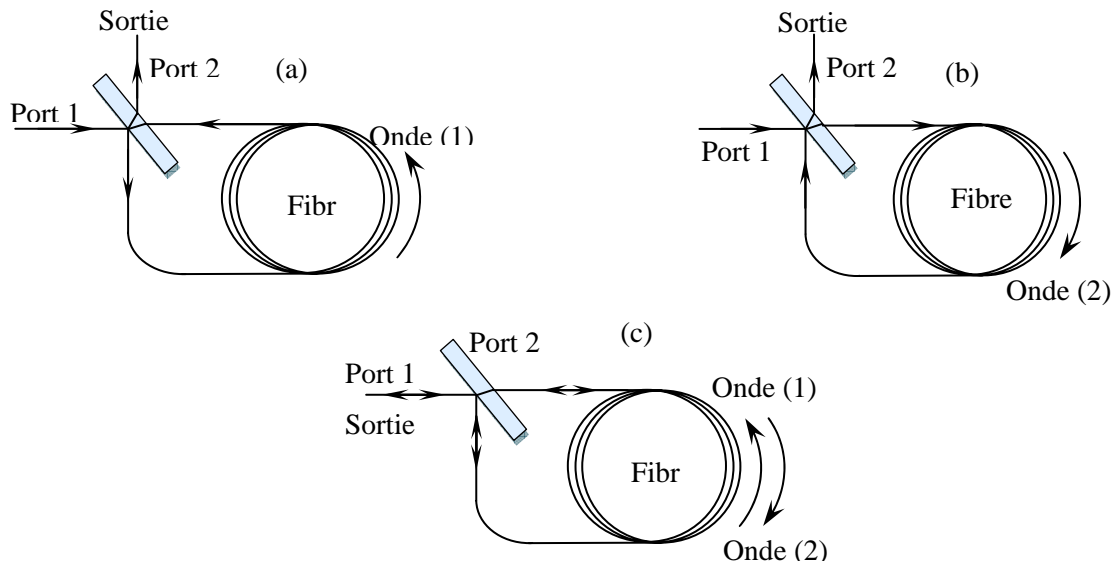


Figure 2.11 Trajets des deux ondes contrapropagatives, (a) trajet de l'onde (1) : cas où la sortie correspond au port 2, (b) trajet de l'onde (2) : cas où la sortie correspond au port 2, (c) Trajets des deux ondes contrapropagatives dans le cas où la sortie est prise au port 1

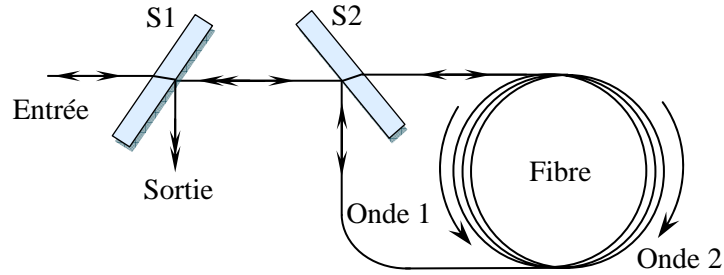


Figure 2.12 Correction de la non réciprocity due à la séparatrice par addition d'une deuxième séparatrice

2.4.1.2. Réciprocité de propagation

Dans le cas d'une fibre monomode, la propagation doit se faire sur un chemin optique unique [76]. À l'entrée de l'interféromètre, la fibre monomode ne laisse passer qu'un mode de propagation unique, mais en sortie il y a deux faisceaux divergeant dans l'espace libre dans lequel existe un continuum de modes. Par conséquent, un léger désalignement ne modifie pas fortement le couplage en entrée, mais a par contre un effet important sur les fronts de phase des ondes de sortie produisant une forte variation du déphasage mesuré. Une solution simple à ce problème consiste à insérer un filtre monomode au port commun d'entrée-sortie de l'interféromètre (figure 2.13) [37].

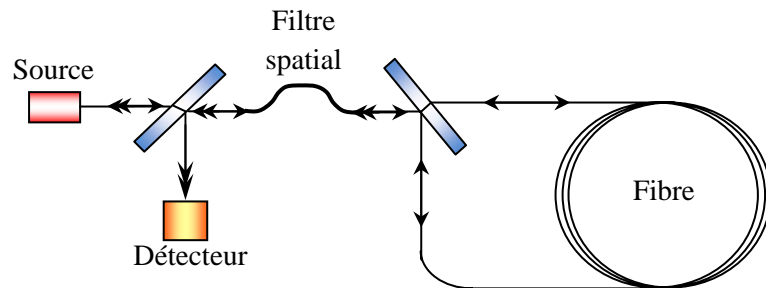


Figure 2.13 Filtrage monomode dans un gyroscope à fibre optique.

Spatialement, une courte longueur de fibre monomode (de l'ordre du mètre) suffit pour réaliser un filtre parfait. Dans ce cas, les alignements sont seulement nécessaires pour l'optimisation de la puissance transmise et donc pour maximiser le rapport signal sur bruit.

2.4.1.3. Réciprocité de polarisation

L'effet de la non réciprocité de polarisation a été observé même dans les toutes premières investigations expérimentales [83]. Les fibres monomodes sont sensées de présenter une symétrie cylindrique et peuvent guider deux modes de polarisation dégénérés. Dans le cas réel, les fibres ont une certaine asymétrie aléatoire ayant pour résultat une biréfringence aléatoire levant la dégénérescence. En conséquence, l'état de polarisation de l'onde guidée change. De plus, les courbures, torsions et toutes les éventuelles contraintes sur la fibre créent une biréfringence additionnelle. Par conséquent, si les états de polarisation des deux ondes contrapropagatives ne sont pas identiques après le passage à travers la boucle de fibre la figure d'interférences est alors modifiée, ce qui peut être interprété comme un déphasage et donc assimilé à tort comme dû à une vitesse de rotation.

Une méthode simple pour réduire l'effet de la biréfringence consiste à sélectionner seulement les portions des deux ondes contrapropagatives qui ont les états de polarisation identiques à chaque point le long de la fibre. Ceci est assuré par réciprocité si un polariseur est utilisé à chaque extrémité de la fibre ou simplement avec un polariseur au port commun d'entrée-sortie de l'interféromètre [37].

La qualité du polariseur est un facteur critique dans la réduction du déphasage dû à la biréfringence, donc l'utilisation des polariseurs toute fibre est recommandée pour réduire au minimum l'échange de puissance entre polarisations provoqué par des fluctuations résiduelles de biréfringence. Dans une autre implémentation, un interféromètre mono polarisation est obtenu en utilisant une fibre à haute biréfringence ou une fibre à maintien de polarisation.

2.4.2. Mise au biais par modulation

Comme nous l'avons décrit précédemment, l'amélioration des performances nécessite d'imposer un point de fonctionnement à $\pi/2$ de la réponse du gyroscope [84].

Pour cela, il suffit d'ajouter un déphasage de mise au biais ϕ_b au déphasage Sagnac :

$$I(\Delta\phi_s) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(\Delta\phi_s + \phi_b)] \quad (2.46)$$

Le déphasage de mise au biais doit être stable, ou au moins connu avec une précision très élevée, pour ne pas masquer le déphasage Sagnac. Comme la puissance détectée est devenue proportionnelle aux petites vitesses de rotation, des variations de la puissance détectée due aux bruits peuvent être confondues avec la rotation.

Pour éliminer ce problème, la meilleure façon est de faire une modulation avec un biais variable $\phi_b(t)$ en introduisant un modulateur réciproque de phase à l'une des extrémités de la bobine de fibre comme le montre la figure 2.14 [37].

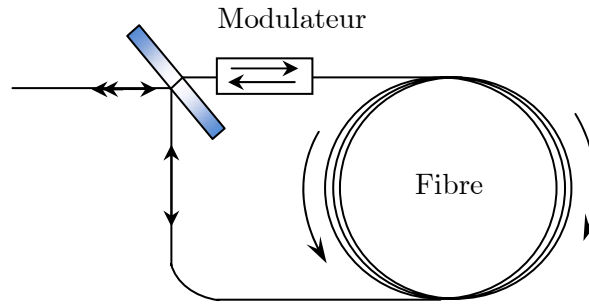


Figure 2.14 Modulation de mise au biais par utilisation d'un modulateur réciproque

Le modulateur joue le rôle d'une ligne à retard. Les deux ondes qui interfèrent portent la même modulation de phase mais décalée dans le temps. L'une subissant la modulation en entrée, alors que l'autre l'a subie en sortie. Le retard est égal au temps de transit τ_R à travers la bobine.

Ceci a comme conséquence une modulation de la différence de phase entre les ondes qui interfèrent. Le déphasage total entre les deux ondes est donné par :

$$\Delta\phi_t = \Delta\phi_s + \phi_b(t) - \phi_b(t - \tau_R) \quad (2.47)$$

Plusieurs formes de modulations peuvent être utilisées, carrée, sinusoïdale, dent de scie, etc. La modulation la plus utilisée est la modulation sinusoïdale en particuliers dans le cas du fonctionnement en boucle ouverte, qu'on détaillera dans la section suivante.

2.4.2.1. Modulation sinusoïdale

Le signal de modulation appliqué dans ce cas s'écrit :

$$\phi_b(t) = \phi_0 \sin(2\pi f_m t) \quad (2.48)$$

où ϕ_0 et f_m sont respectivement l'amplitude et la fréquence du signal de modulation.

Le déphasage entre les deux ondes contrapropagatives s'écrit donc :

$$\Delta\phi_t = \Delta\phi_s + 2\phi_0 \sin(\pi f_m \tau) \cos\left[2\pi f_m \left(t - \frac{\tau_R}{2}\right)\right] \quad (2.49)$$

Le terme de phase dû à la modulation peut être écrit comme suit :

$$\phi_m(t) = \phi_{eff} \cos(2\pi f_m t) \quad (2.50)$$

où $\phi_{eff} = 2\phi_0 \sin(\pi f_m \tau_R)$ est l'indice effectif de modulation. Ce dernier est maximal pour une fréquence de modulation f_m donnée par :

$$f_m = (1 + 2k) \frac{1}{2\tau_R} = (1 + 2k)f_p \quad (2.51)$$

avec f_p appelée fréquence propre de la bobine de fibre, k un entier et $\tau_R = \frac{nL}{c}$ est le temps de transit qui sont reliés par:

$$f_p = \frac{1}{2\tau_R} = \frac{c}{2nL} \quad (2.52)$$

Donc l'enroulement de fibre avec application de la modulation en phase forme un filtre à ligne à retard avec une fonction de transfert sinusoïdale passant à zéro à toutes les harmoniques paires de la fréquence propre. Quand le modulateur travaille à la fréquence propre tout harmonique pair parasite est parfaitement filtré. Cependant, une non linéarité du modulateur ou même du générateur peut produire un signal démodulé équivalent à celui du déphasage que nous voulons détecter, donc introduire une source potentielle de dérive.

2.4.2.2. Démodulation

La démodulation permet d'extraire l'information sur la rotation à partir du signal d'interférence détecté dont l'expression s'écrit :

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos(\Delta\phi_s + \phi_{eff} \cos(2\pi f_m t)) \right] \\ &= \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos(\Delta\phi_s) \cos(\phi_{eff} \cos(2\pi f_m t)) - \sin(\Delta\phi_s) \sin(\phi_{eff} \cos(2\pi f_m t)) \right] \end{aligned} \quad (2.53)$$

En utilisant les développements en série de Fourier :

$$\begin{cases} \cos(x \cos \omega) = J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2n\omega) \\ \sin(x \cos \omega) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(x) \sin((2n+1)\omega) \end{cases} \quad (2.54)$$

où J_n est la fonction de Bessel d'ordre n de première espèce. Dans ce cas, l'expression de l'intensité devient :

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{I_0}{2} \left[1 + \left(J_0(\phi_{eff}) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\phi_{eff}) \cos(2n(2\pi f_m t)) \right) \cos \Delta\phi_s \right. \\ &\quad \left. - 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\phi_{eff}) \sin((2n+1)(2\pi f_m t)) \sin \Delta\phi_s \right] \end{aligned} \quad (2.55)$$

Cette expression montre que le signal détecté contient, en plus de la composante continue, tous les harmoniques du signal de modulation. L'amplitude des harmoniques paires dépend de $\cos \Delta\phi_s$ alors que les harmoniques impaires dépendent de $\sin \Delta\phi_s$.

Fréquence	Amplitude
DC	$H_0 = I_0 / 2 (1 + J_0(\phi_{eff}) \cos \Delta\phi_s)$
f_m	$H_1 = -I_0 J_1(\phi_{eff}) \sin \Delta\phi_s$
$2f_m$	$H_2 = I_0 J_2(\phi_{eff}) \cos \Delta\phi_s$
$3f_m$	$H_3 = -I_0 J_3(\phi_{eff}) \sin \Delta\phi_s$
$4f_m$	$H_4 = I_0 J_4(\phi_{eff}) \cos \Delta\phi_s$

On remarque que si $\Delta\phi_s = 0 \Rightarrow \sin \Delta\phi_s = 0$ toutes les harmoniques impaires disparaissent comme illustré sur la figure 2.15.

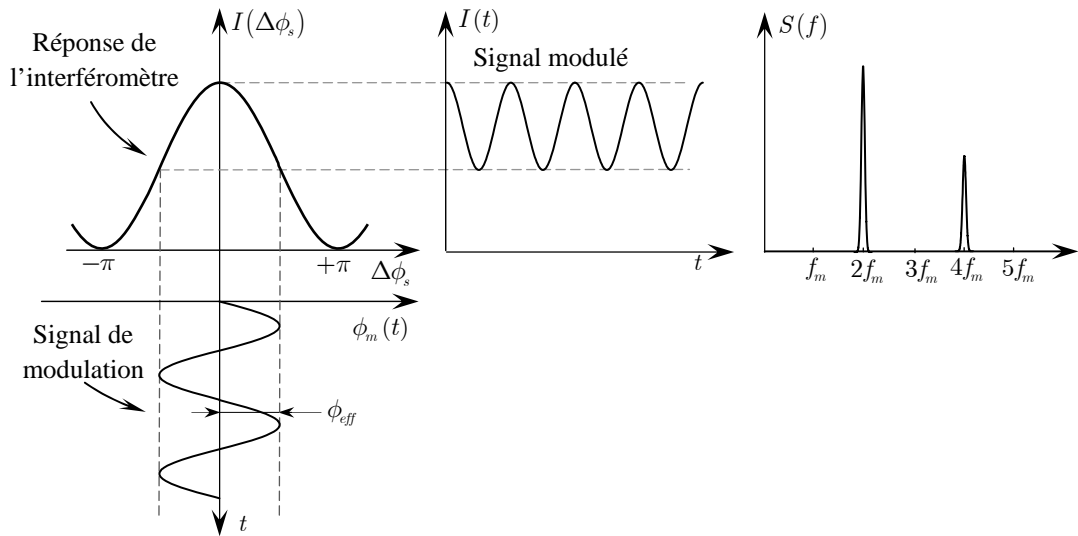


Figure 2.15 Réponse de l'interféromètre pour une modulation sinusoïdale (cas où $\Delta\phi_s = 0$).

Dans le cas d'une rotation ($\Delta\phi_s \neq 0$), la modulation sera décalée (décentrée), il apparaît des harmoniques impaires, en particulier la première harmonique à la fréquence f_m comme le montre la figure 2.16. Les amplitudes de ces harmoniques peuvent alors être mesurées par démodulation synchrone insensible aux harmoniques paires.

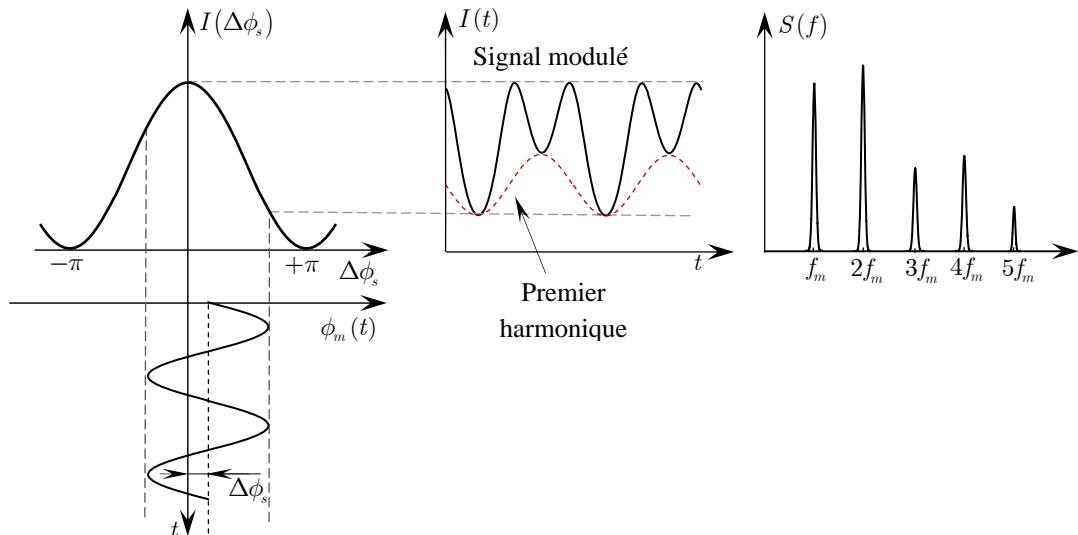


Figure 2.16 Réponse de l'interféromètre pour une modulation sinusoïdale (cas où $\Delta\phi_s \neq 0$), apparition des harmoniques impaires.

2.4.3. Traitement de signal du fonctionnement en boucle ouverte

Le fonctionnement en boucle ouverte permet d'extraire l'information directement du signal modulé après détection. Il a l'avantage d'être relativement facile à implémenter et il se présente comme une solution à bas coût nécessitant moins de composants et de complexité. Cependant, il existe plusieurs façons pour la mesure de la vitesse de rotation basées sur l'exploitation des amplitudes des harmoniques contenues dans le signal modulé. Suivant le nombre d'harmoniques utilisées, les performances augmentent et la complexité du traitement du signal associée augmente aussi.

- **Exploitation de la première harmonique (H_1):**

L'amplitude de la première harmonique démodulée est :

$$H_1 = -I_0 J_1(\phi_{eff}) \sin \Delta\phi_s \quad (2.56)$$

La modulation sinusoïdale, en plus de l'apport de sensibilité et de linéarité pour les faibles vitesses, élimine l'ambiguïté du signe de la rotation. Étant donné que l'amplitude du signal démodulé dépend de l'indice de modulation ϕ_{eff} , la maximisation du signal détecté qui conduit à l'amélioration de la sensibilité s'effectue grâce à un choix approprié de l'indice de modulation ϕ_{eff} comme suit:

$$\frac{dJ_1(\phi_{eff})}{d\phi_{eff}} = 0 \quad \text{soit} \quad \phi_{eff} = 1.84 \quad (2.57)$$

On note ici qu'en raison de la démodulation synchrone, l'expression de la vitesse minimale détectable devient [85]:

$$\Omega_{\min} = \frac{c\lambda}{4\pi RL} \frac{1 + J_0(\phi_{eff})}{J_1(\phi_{eff})} \sqrt{\frac{2h\nu B}{\eta P_0} + \frac{\lambda^2 B}{2c\Delta\lambda} + \frac{4KTB}{R_c s^2 P_0^2}} \quad (2.58)$$

Pour le cas particulier où $\phi_{eff} = 1.84 \text{ rad}$, le facteur $\frac{1 + J_0(\phi_{eff})}{J_1(\phi_{eff})} = 2.26 > 1$.

À première vue, nous pouvons dire que la technique de mesure par modulation/démodulation synchrone réduit la sensibilité du dispositif. Par contre, le bruit en $1/f$ qui n'apparaît pas dans l'expression (2.45), qui est le bruit dominant, est le bruit réduit par démodulation synchrone. Cependant, l'électronique de la démodulation synchrone provoque un bruit additionnel comme précisé dans [86].

L'exploitation directe de la première harmonique limite le fonctionnement linéaire du gyroscope seulement à la zone linéaire de la fonction sinus. Par conséquent, la dynamique n'est pas totalement exploitée. Le moyen qui permet d'exploiter toute la dynamique tout en assurant une réponse linéaire est d'effectuer par méthode numérique le calcul suivant :

$$\Delta\phi_s = -\arcsin\left(\frac{H_1}{I_0 J_1(\phi_{eff})}\right) \quad (2.59)$$

Dans les deux cas, nous remarquons que la mesure dépend aussi de l'intensité de la source I_0 et de l'indice de modulation ϕ_{eff} . Les fluctuations de ces deux paramètres peuvent introduire une source potentielle d'erreur. Nous allons voir comment exploiter les autres harmoniques afin de surmonter ces problèmes.

- **Exploitation des harmoniques H_1 et H_2 :**

Pour éliminer l'effet des fluctuations de l'intensité de la source I_0 , nous pouvons effectuer la mesure en exploitant les amplitudes des harmoniques 1 et 2 comme suit :

$$\frac{H_1}{H_2} = -\frac{J_1(\phi_{eff})}{J_2(\phi_{eff})} \tan \Delta\phi_s \quad (2.60)$$

D'où la mesure du déphasage Sagnac par l'expression :

$$\Delta\phi_s = -\arctan\left(\frac{H_1 J_2(\phi_{eff})}{H_2 J_1(\phi_{eff})}\right) \quad (2.61)$$

Ici en plus du calcul numérique qui est indispensable, cette technique nécessite encore un deuxième démodulateur synchrone et un multiplicateur de fréquence afin de générer le signal de référence de fréquence $2f_m$ à partir du signal de modulation.

- **Exploitation des harmoniques H_1 , H_2 et H_4 :**

Dans ce cas, la mesure du déphasage de Sagnac est le même que précédemment. L'harmonique 4 est utilisée avec l'harmonique 2 pour réaliser le contrôle des fluctuations de l'indice de modulation par un maintien constant du rapport [87]:

$$\frac{H_2}{H_4} = \frac{J_2(\phi_{eff})}{J_4(\phi_{eff})} \quad (2.62)$$

- **Exploitation des harmoniques H_1 , H_2 , H_3 et H_4 :**

Si l'on veut se passer de la technique du contrôle de l'indice de modulation, l'exploitation des quatre premières harmoniques peut être utilisée. En utilisant la propriété suivante des fonctions de Bessel :

$$\frac{2n}{x} J_n(x) = J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x) \quad (2.63)$$

avec $n = 2$ et $n = 3$, puis en multipliant par $I_0 \sin \Delta\phi_s$ et $I_0 \cos \Delta\phi_s$ on aura :

$$\begin{aligned} \frac{4H_2}{\phi_e} \tan \Delta\phi_s &= H_1 + H_3 \\ \frac{6H_3}{\phi_e} \frac{1}{\tan \Delta\phi_s} &= H_2 + H_4 \end{aligned} \quad (2.64)$$

La résolution des deux équations précédente nous donne une expression du déphasage Sagnac indépendante de l'indice de modulation ϕ_e et de l'intensité I_0 [88] :

$$\Delta\phi_s = \arctan \sqrt{\frac{3H_3(H_1 + H_3)}{2H_2(H_2 + H_4)}} \quad (2.65)$$

2.4.4. Traitement de signal du fonctionnement en boucle fermée

Le fonctionnement en boucle fermée peut être utilisé pour augmenter la plage de mesure et surmonter le problème de la linéarité. Son principe est basé sur l'utilisation d'une boucle d'asservissement qui compense le déphasage $\Delta\phi_s$ de façon à garder une sortie toujours nulle (figure 2.17). Cela est assuré en introduisant un autre modulateur de phase $\Delta\phi_{FB}$.

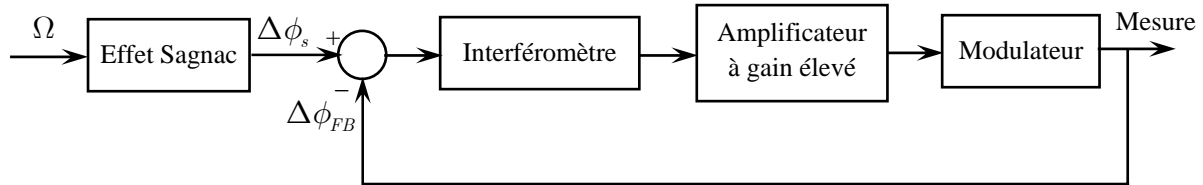


Figure 2.17 Principe du fonctionnement de la configuration en boucle fermée

2.4.5. Configurations pratiques d'un gyroscope tout-fibre

Le schéma de principe d'un gyroscope tout-fibre est illustré à la figure 2.18. Il est composé d'éléments fabriqués avec la même fibre et la lumière est continûment guidée de la source au détecteur. La fibre peut être à maintien de polarisation afin de minimiser le bruit de polarisation et améliorer les performances.

L'intérêt d'utiliser des composants fibrés est d'éviter les problèmes de désalignements et d'avoir une configuration plus compacte. Un contrôleur de polarisation est inséré dans l'enroulement de fibre dans le but de faire coïncider l'axe de polarisation de la fibre avec l'état de polarisation injecté. Le modulateur de phase est réalisé en enroulant la fibre sur un tube céramique piézo-électrique. Cette configuration est utilisée pour les applications de faible à moyennes performances. Dans une autre configuration, un modulateur de phase à effet électro-optique peut être utilisé comme le montre la figure 2.19. En raison de sa large bande passante, il est mieux adapté pour la modulation numérique.

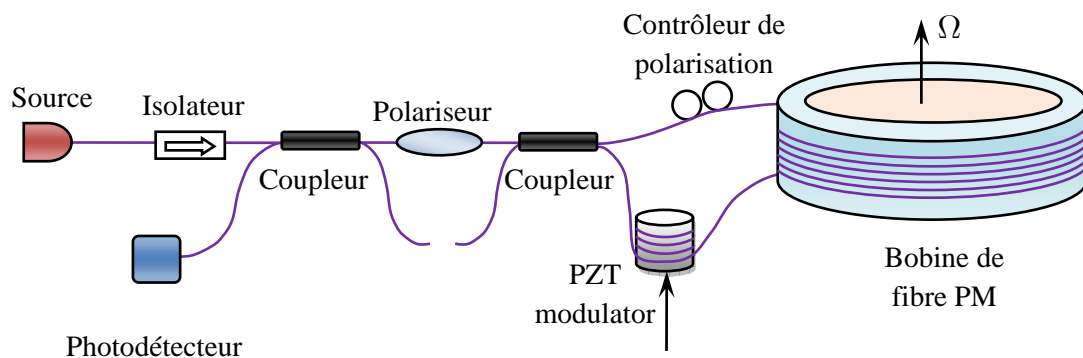


Figure 2.18 Configuration tout-fibre du gyroscope utilisant une fibre monomode

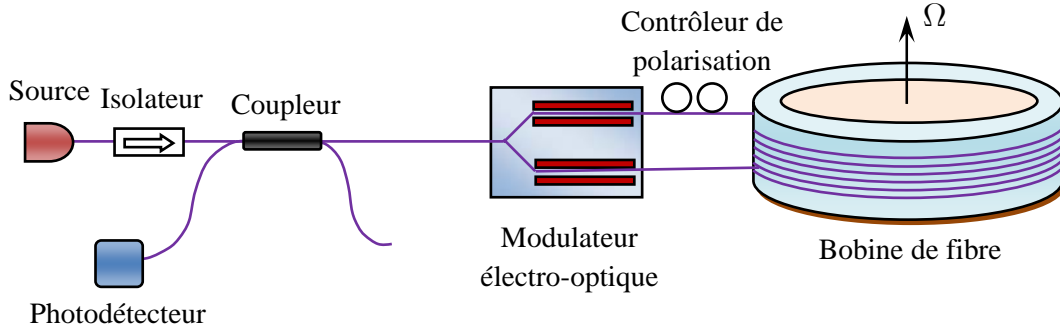


Figure 2.19 Configuration du gyroscope avec un modulateur électro-optique

2.4.6. Effets parasites

Plusieurs effets parasites peuvent être des sources d'erreurs dans le gyroscope, comparables ou plus importants que le déphasage Sagnac. Nous discuterons dans cette partie les sources d'erreurs et les méthodes d'élimination. Parmi les effets parasites, il y a ceux qui sont dus à l'environnement appelés aussi effets des transitoires, produisant des fluctuations dans les paramètres de la fibre tels que les variations de la température, les vibrations mécaniques et acoustiques et ceux qui introduisent des décalages tels que l'effet de rétrodiffusion de Rayleigh, l'effet Faraday magnéto-optique et l'effet Kerr optique.

2.4.6.1. Effets parasites des transitoires

Un gyroscope à fibre optique possède une sensibilité résiduelle aux vibrations mécaniques, perturbations acoustiques et aux variations de température (effet Shupe) [89]. Ces effets sont responsables des changements d'amplitude, de la polarisation et de la phase de l'onde et peuvent introduire des bruits sur le déphasage mesuré. La sensibilité du gyroscope à fibre optique au gradient de la température est donnée par l'expression [90]:

$$\Omega_T = \frac{1}{2RL} n \left(\frac{dn}{dT} + \alpha_E n \right) \int_0^L \dot{T}(z, t) (L - 2z) dz \quad (2.66)$$

où \dot{T} est la dérivée temporelle de la température, n est l'indice de réfraction ; L est la longueur de la fibre, α_E est un le coefficient d'élasticité de la fibre. L'expression (2.66) montre que l'erreur de vitesse dépend du gradient de la température dans l'espace et dans le temps et de sa distribution.

En pratique, des techniques adaptées de montage et de maintien sont utilisées pour éviter les vibrations de la bobine, ainsi qu'une isolation thermique pour éviter les variations rapides de température.

Une autre technique consiste à enrouler la bobine symétriquement à partir de son milieu, en couches alternées. Ceci égalise les perturbations appliquées en des points situés à la même distance du séparateur, ce qui limite l'effet résiduel par compensation. Dans le cas d'un bobinage quadripolaire (figure 2.20), l'effet de la température est réduit d'un facteur $1/2N_L$, où N_L nombre de couches de la bobine [91].

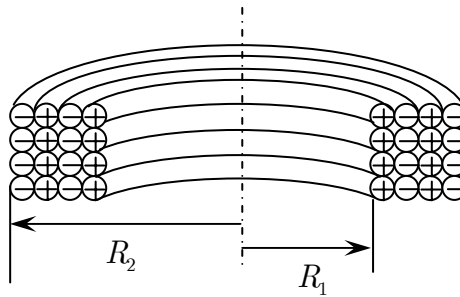


Figure 2.20 Schéma du bobinage quadripolaire.

Le rayon moyen est donné par [37]:

$$R = \sqrt{\frac{R_1^2 + R_1 R_2 + R_2^2}{3}} \quad (2.67)$$

2.4.6.2. Rétroréflexions et rétrodiffusion de Rayleigh

Au début de la recherche sur les gyroscopes à fibre optique, le premier problème rencontré a été la réflexion de Fresnel à l'interface silice-air des extrémités de la bobine de fibre. Ceci superpose un interféromètre de Michelson parasite. Ce problème

a été résolu en polissant les extrémités en oblique pour éviter que les réflexions reviennent dans la direction incidente. De plus, si la source est relativement incohérente, il est possible de réduire le contraste du Michelson parasite sans affecter l'interféromètre de Sagnac.

Le même genre de problème apparaît avec la rétrodiffusion de Rayleigh qui peut s'interpréter comme une rétroréflexion distribuée aléatoirement le long de la fibre produisant une seconde paire d'ondes guidées dont la puissance dépend de la puissance injectée et de la cohérence de la source. Le bruit équivalent à la rotation dû à la rétrodiffusion de Rayleigh s'exprime par [92] :

$$\Omega_R = \frac{\lambda c}{4\pi RL} \sqrt{\frac{\alpha_R L_c p T_c B}{2n}} \quad (2.68)$$

où α_R est le coefficient de rétrodiffusion de Rayleigh (m^{-1}), L_c est la longueur de cohérence de la source, p est le facteur de recapture de la rétrodiffusion, T_c est le temps de cohérence du bruit associé et B est la bande passante du récepteur. Comme le montre l'expression (2.68), ce problème peut être résolu par l'utilisation d'une source de faible puissance et de longueur de cohérence particulièrement courte.

2.4.6.3. Effet Faraday magnéto-optique

Un champ magnétique uniforme peut, par l'intermédiaire de l'effet Faraday, causer une rotation du plan de polarisation. Cet effet dépend de l'importance et de l'orientation du champ magnétique aussi bien que de la biréfringence de la fibre. L'instabilité de ce champ altère la précision des gyroscopes et nécessite un besoin de blindage magnétique. L'erreur de vitesse due à l'effet Faraday créée par un élément dz de la fibre sans torsion s'écrit comme suit [93] :

$$\Omega_H = \frac{\delta \lambda c}{4\pi RL} V_d \vec{H} dz \quad (2.69)$$

δ est un coefficient qui dépend de l'état de polarisation de l'onde dans la fibre. Il est nul pour une polarisation linéaire et égal à ± 1 pour une polarisation circulaire, \vec{H} est

le vecteur du champ magnétique, V_d est la constante de Verdet qui est inversement proportionnelle au carré de la longueur d'onde. L'emploi de fibre à maintien de polarisation est utile et produit une amélioration, mais une élimination parfaite nécessite un bobinage soigné sans torsion.

2.4.6.4. Effet Kerr non linéaire

L'effet Kerr est dû à la dépendance de l'indice de réfraction de la densité de la puissance lumineuse dans la fibre. Ainsi, dans une fibre optique où la densité de puissance est élevée dans le cœur, la constante de propagation de l'onde sera fonction de son amplitude. Cela signifie que si les intensités des deux ondes contrapropagatives sont différentes, il se produit une faible différence de phase non réciproque. Cet effet est intégré le long de la fibre et se traduit par un déphasage total qui peut altérer la précision du gyroscope. L'erreur de vitesse causée par l'effet Kerr est donnée par [94] :

$$\Omega_K \propto (1 - 2\rho) \left(\frac{\langle I_0^2(t) \rangle - 2\langle I_0(t) \rangle^2}{\langle I_0(t) \rangle} \right) \quad (2.70)$$

I_0 est l'intensité de la source; ρ est le coefficient de couplage du coupleur. Ceci peut être réduit en diminuant la puissance des ondes, mais cela augmente l'influence relative des bruits de détection. Cependant, l'effet Kerr sera négligeable si une fibre multimode est utilisée, car la densité de puissance dans le cœur est nettement inférieure comparativement à une fibre monomode.

2.5. Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que l'utilisation de la fibre optique pour réaliser un gyromètre permet d'améliorer sensiblement le déphasage Sagnac. Pour mesurer ce déphasage avec précision, on doit prendre en considération :

- la mise au biais avec une technique de modulation ;
- la réciprocité par rapport à la séparatrice en ajoutant une deuxième séparatrice ;

- le filtrage spatial et le filtrage en polarisation pour éliminer la non réciprocity de propagation monomode et de polarisation ;
- l'élimination ou la réduction de toutes les sources parasites (non réciproques) qui influent sur les performances telles que l'effet Faraday, l'effet Kerr, les effets transitoires (thermique et vibratoire par exemple) et la rétrodiffusion de Rayleigh.

L'étude théorique présentée nous a montré l'importance de chaque composant intervenant dans le fonctionnement du gyrofibre.

Chapitre 3

Modélisation et optimisation du choix des composants

3.1. Introduction

Le but de ce chapitre est de présenter le modèle que nous avons développé pour décrire le fonctionnement du gyroscope à fibre optique multimode en tenant compte, en particulier, du phénomène des couplages de modes. Le modèle proposé permet d'étudier les performances de l'appareil en fonction des paramètres des composants.

Au début du chapitre, nous décrivons le modèle que nous avons proposé pour étudier les performances du gyroscope en nous basant sur la modélisation de l'interféromètre de Sagnac multimode. Nous donnons par la suite les résultats de l'analyse des performances. La dernière partie du chapitre est consacrée à l'optimisation du choix de composants pour la réalisation de notre gyroscope. Cette optimisation s'appuie sur le modèle proposé.

3.2. Modélisation du gyroscope

Les problèmes spécifiques posés par l'intégration d'une fibre optique multimode et des composants multimodes dans un gyroscope sont liés à la présence des couplages entre les modes (ou groupes de modes). Ces couplages sont très sensibles aux conditions d'injections ainsi qu'aux effets combinés des perturbations intrinsèques et

extrinsèques dans une fibre. Parmi les problèmes, l'obtention d'un fonctionnement réciproque. Le fonctionnement réciproque d'un gyroscope à fibre optique multimode nécessite la même distribution modale dans les deux sens de propagation. En pratique, ces conditions sont très difficiles voir impossibles à réaliser, compte tenu du caractère multimode de la fibre et de la diversité des facteurs qui influent sur la réciprocité et la distribution des modes. Donc, nous proposons dans ce travail un modèle qui permet de traiter l'interférométrie Sagnac multimode en tenant compte des effets du couplage de modes.

Nous présentons dans ce chapitre le modèle que nous avons développé pour étudier les performances du gyroscope à fibre optique multimode. Le modèle permet également d'optimiser le choix des composants afin de concevoir une nouvelle réalisation.

3.2.1. Modèle basique en absence des couplages de modes

Nous ne traiterons pas le problème général des équations de propagation dans une fibre multimode. Nous considérerons simplement que les différents modes constituent autant de chemins optiques possibles pour une onde injectée à l'entrée de la fibre. Étant donné que les modes de chaque groupe de modes se propagent avec la même constante de propagation, on utilisera dans la suite de façon identique l'appellation mode ou groupe de modes (Annexe B).

Théoriquement, un gyroscope à fibre optique multimode présente une meilleure stabilité du biais grâce au moyennage modal. Dans l'approche multimode, le gyroscope opère comme plusieurs mini-gyroscopes supposés indépendants et fonctionnant simultanément. En effet, chaque mode peut être considéré comme un interféromètre de Sagnac indépendant. Dans le cas où la distribution modale d'entrée est uniforme, l'intensité totale en sortie du gyroscope a pour expression :

$$I_s = \frac{I_0}{M} \sum_{m=1}^M (1 + \cos(\Delta\phi_s + \phi_m)) \quad (3.1)$$

avec I_0 l'intensité injectée dans la fibre, M le nombre total de groupes de modes $\Delta\phi_s$ déphasage de Sagnac et ϕ_m l'erreur de phase aléatoire associée au $m^{\text{ème}}$ mode.

Si on considère que l'erreur de phase ϕ_m est uniformément distribuée dans l'intervalle $[0; 2\pi]$, le biais du gyroscope peut être évalué pour $\Delta\phi_s = 0$, comme suit :

$$I_s = I_0 + \frac{I_0}{M} \sum_{m=1}^M \cos \phi_m \approx I_0 \quad (3.2)$$

On remarque que l'effet de moyennage sur l'ensemble des modes permet d'avoir un biais stable et indépendant de l'erreur de phase associée à chaque mode. Cette stabilité du biais augmente avec l'augmentation du nombre total de modes. Donc, il semble apparaître que l'utilisation d'une fibre fortement multimode est avantageuse.

Ce modèle reste basique, en effet il ne tient pas compte de la présence des couplages de modes dans la fibre, qui peuvent avoir un effet néfaste sur les performances du dispositif. La source de ces couplages peut être intrinsèque à la fibre (défaut de fabrication, microdéformations, impureté (Annexe B), etc.) ou extrinsèque (température, vibrations, pression, etc.). Les couplages peuvent être réduits, mais ils restent inévitables.

Nous présentons dans ce qui suit un modèle plus détaillé en tenant compte des couplages de modes. Le but escompté de cette modélisation, dans un premier temps, est l'étude de l'effet des couplages de modes sur les performances du gyroscope. Dans un second temps, il s'agit d'utiliser les résultats de la modélisation pour optimiser le choix des composants pour une nouvelle conception.

3.2.2. Modélisation en présence des couplages de modes

Sous l'effet du couplage de modes, nous pouvons dire qu'à l'extrémité de la fibre, chaque mode est une combinaison de tous les modes de propagation. Il opère un moyennage statistique qui fait que chaque mode en sortie diffère des autres modes par l'état de sa phase et de sa position angulaire sur la section de sortie de la fibre. Donc, nous nous intéressons seulement aux modes à l'entrée et la sortie des composants constituant le gyroscope.

3.2.2.1. L'interféromètre de Sagnac à fibre multimode

La configuration basique d'un gyroscope à fibre optique consiste en un interféromètre de Sagnac. Dans notre modèle, nous avons considéré un interféromètre de Sagnac constitué d'une source optique, un coupleur, une bobine de fibre multimode et un photodétecteur comme le montre la figure 3.1.

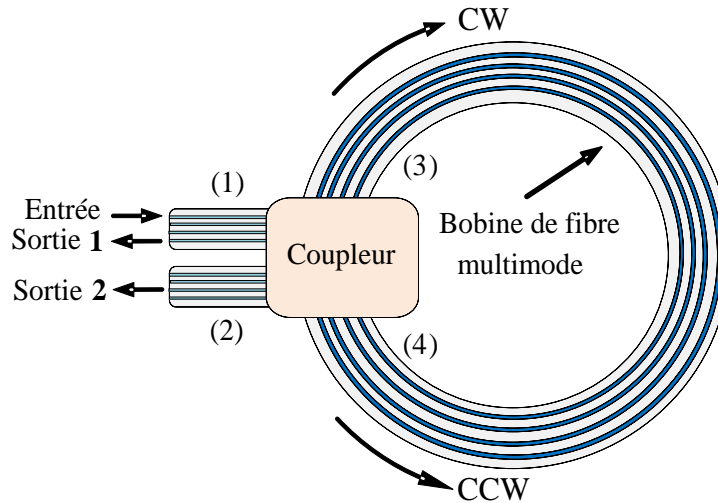


Figure 3.1 Configuration basique du gyroscope à fibre optique multimode considérée.

La lumière émise par la source entre dans l'interféromètre à travers le port (1) du coupleur, puis elle est divisée en deux ondes qui sortent par les ports (3) et (4). Après avoir parcouru la bobine de fibre en sens inverse, les deux ondes sont combinées pour former le mélange interférométrique, qui sort par les ports (1) et (2) du coupleur. Ainsi, suivant le port utilisé, deux sorties de l'interféromètre peuvent être considérées à savoir les ports (1) ou (2). Comme le port (1) est réciproque, seule la sortie (1) sera utilisée et par conséquent le photodétecteur sera placé au niveau du port (1). Il s'agit dans la suite de déterminer l'intensité totale observée par le photodétecteur.

La démarche suivie consiste à exprimer le champ électrique en sortie de l'interféromètre en fonction du champ électrique d'entrée. Pour cela, nous avons décrit chaque composant par une matrice de transfert qui traduit la relation entre le champ électrique en sortie du composant en fonction de celui de l'entrée (figure 3.2).

L'utilisation de la représentation matricielle est due au caractère multimode de la propagation.

La matrice de transfert complexe du gyroscope notée G sera alors le produit, dans l'ordre, de toutes les matrices des différents composants.

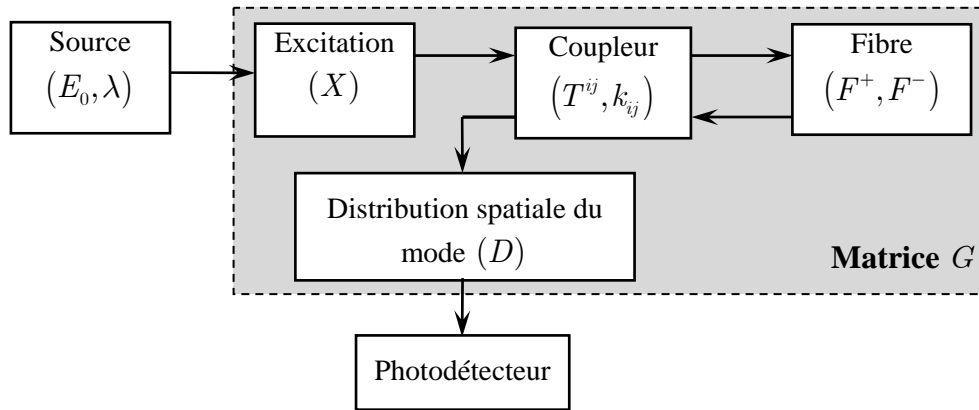


Figure 3.2 Schéma bloc du modèle du gyroscope

3.2.2.2. Modèle de la fibre

La bobine de fibre est représentée par un système linéaire ayant $2 \times M$ ports. Les ports représentent les modes aux deux extrémités. En tenant compte du couplage de modes, la fibre est décrite par deux matrices de transfert, F^+ et F^- de dimension $M \times M$ chacune. Ces deux matrices caractérisent la propagation de 1 vers 2 et vice versa comme l'illustre la figure 3.3. Les termes généraux de ces deux matrices sont:

$$\begin{aligned} F_{mn}^+ &= C_{mn}^+ e^{j\left(\phi_{mn}^+ + \frac{\Delta\phi_s}{2}\right)} \\ F_{mn}^- &= C_{mn}^- e^{j\left(\phi_{mn}^- - \frac{\Delta\phi_s}{2}\right)} \end{aligned} \quad (3.3)$$

avec C_{mn}^+ et C_{mn}^- sont les coefficients de couplage du mode m vers le mode n dans les deux sens moyennés sur toute la longueur de fibre, ϕ_{mn}^+ et ϕ_{mn}^- sont les phases aléatoires associées aux composantes produites par les couplages lors de la propagation le long de la fibre.

Selon leur évolution temporelle, les couplages entre modes peuvent être statiques ou dynamiques. Un cas typique de couplages statiques est celui provoqué par les imperfections intrinsèques de la fibre. Ces imperfections résultent des défauts de fabrication, comme une distribution inhomogène des impuretés le long de la fibre, des défauts géométriques, des microdéformations et microcourbures, etc. Les couplages dynamiques sont principalement provoqués par des perturbations externes telles que des variations de la température, des vibrations mécaniques et des variations de pression.

On note que les couplages dynamiques peuvent être réduits par isolation de la fibre, mais les couplages statiques restent inévitables. Dans notre modèle, nous considérerons que les couplages varient lentement dans le temps, ce qui est le cas en pratique.

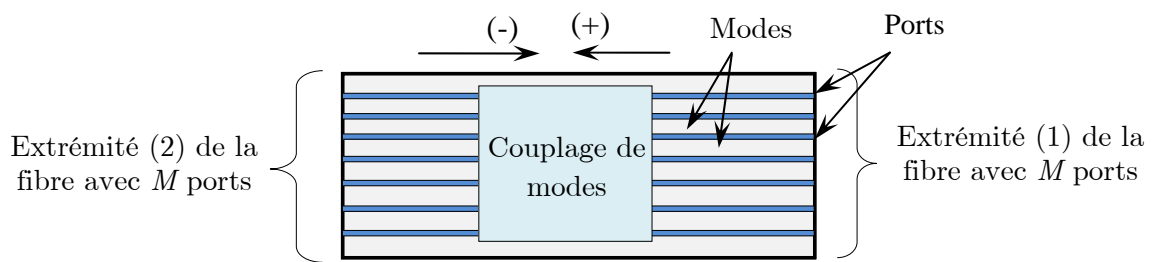


Figure 3.3 Représentation schématique des modes contrapropagatifs dans une fibre

Pour exprimer les coefficients de couplages entre les modes, nous avons modélisé la distribution de puissance couplée d'un mode donné vers les autres modes. Pour cela, nous avons utilisé une représentation gaussienne pour décrire la distribution de puissance sur l'ensemble des modes après couplage. Ce choix est appuyé par des expériences de l'analyse modale qui ont montré que le couplage est fort entre les modes voisins et diminue entre les modes lointains. Par exemple, le mode fondamental est très faiblement couplé aux modes rayonnés (environ 50 fois moins que ses plus proches voisins) [95].

Le concept de modes voisins utilisé ici est relatif à un mode donné. En effet, les modes voisins par rapport à un mode donné sont tous les modes qui ont des constantes de propagation proches de celle du mode considéré. Les modes voisins du mode d'ordre n sont tous les modes qui ont un ordre m proche de n .

En basant sur [96-97], nous pouvons modéliser la puissance couplée d'un mode d'ordre n aux autres modes m ($m = 1, \dots, M$) par une fonction gaussienne qu'on note la fonction de couplage :

$$f(m, n) = e^{-\frac{(m-n)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.4)$$

avec σ paramètre qui est choisi de telle façon qu'après couplage du mode n vers les autres modes, 99% de la puissance est confinée dans N_c modes ($N_c \leq M$). Ceci permet d'écrire :

$$3\sigma = \frac{N_c}{2} \quad (3.5)$$

On définit la profondeur de couplage comme étant le paramètre τ donné par :

$$\tau = \frac{N_c}{M} \quad (3.6)$$

Étant donné qu'on ignore a priori l'importance des couplages dans une fibre multimode quelconque, en faisant varier la profondeur de couplage nous pouvons tenir compte de tous les cas possibles, même ceux qui concernent les couplages introduits par la réalisation du bobinage pour le gyroscope.

En utilisant les équations (3.5) et (3.6), l'expression de la fonction de couplage devient :

$$f(m, n) = e^{-\frac{18(m-n)^2}{\tau^2 M^2}} \quad (3.7)$$

La figure 3.4 illustre un exemple de tracé de la fonction de couplage normalisée qui montre la distribution de la puissance couplée du mode $n = 40$ vers les autres modes, pour différentes valeurs de la profondeur de couplage τ . Nous remarquons qu'en

s'éloignant du mode $n = 40$, le couplage diminue. Le cas correspondant à une fibre sans couplage est celui pour lequel $\tau = 0$.

On suppose que la fibre est sans perte et on néglige le couplage entre les modes guidés et les modes rayonnés. Dans ce cas, la totalité de la puissance reste confinée dans le cœur de la fibre.

La conservation de puissance nous permet de calculer l'expression des coefficients de couplages normalisés à partir de la fonction de couplage. Ainsi, les coefficients de couplage se présentent comme suit :

$$C_{mn} = \frac{f(m, n) + b(m, n)}{\sqrt{\sum_{m=1}^M (f(m, n) + b(m, n))^2}} \quad (3.8)$$

Le terme $b(m, n)$ est ajouté pour décrire les fluctuations aléatoires des coefficients de couplages.

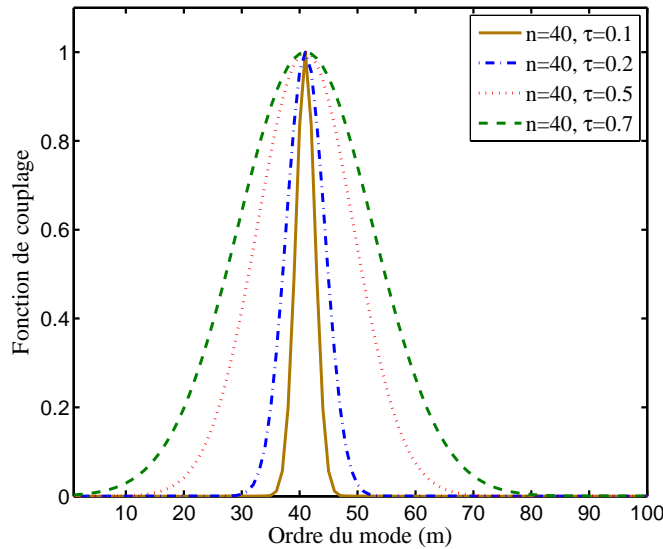


Figure 3.4 Représentation de la fonction de couplage pour différentes valeurs de la profondeur de couplage, le couplage s'effectue du mode d'ordre $n=40$ vers les autres modes.

En utilisant l'expression des coefficients de couplage donnée en équation (3.8), nous pouvons déterminer la matrice de couplage de la fibre multimode, appelée aussi matrice de diffusion. Nous montrons dans la figure 3.5 un exemple de représentation de la matrice de couplage.

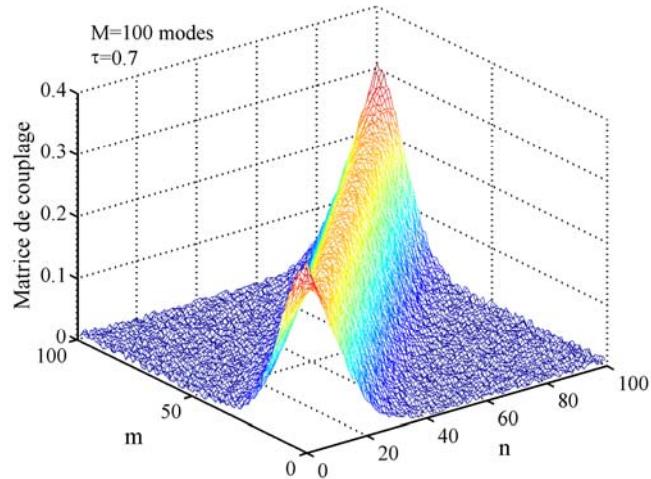


Figure 3.5 Représentation de la matrice de couplage

3.2.2.3. Classification des composantes engendrées par le couplage

Le but de cette classification des différentes composantes produites par le couplage de modes est de montrer quelles sont, parmi toutes les composantes, celles dont l'interférence est sensible à la rotation. En d'autres termes, nous allons étudier la réciprocité des différentes composantes.

On considère le schéma de la figure 3.6, illustrant un couplage entre deux modes arbitraires d'ordre m et n . Le raisonnement qu'on va appliquer aux cas de deux modes peut être généralisé pour le cas de plusieurs modes. Les deux modes m et n sont excités en entrées par des champs électriques notés E_m^+ et E_n^+ dans le sens (+) et par les champs E_m^- et E_n^- dans le sens inverse.

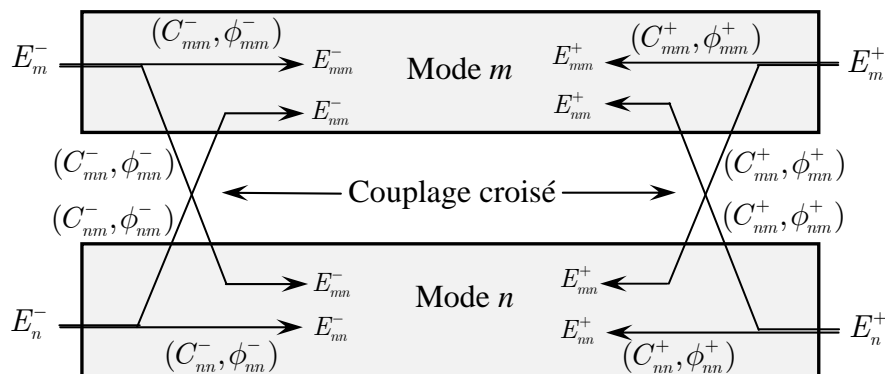


Figure 3.6 Modèle montrant les différentes composantes générées par le couplage entre deux modes arbitraires

On distingue deux types de composantes de champ électrique résultantes des couplages à savoir :

- Les composantes directes : elles sont représentées par les fractions des ondes qui n'ont pas subis de couplages et qui restent dans le même mode lors de la propagation ($E_{mm}^+, E_{mm}^-, E_{nn}^+$ et E_{nn}^-). Ces composantes sont représentées par les éléments de la diagonale des matrices de couplage.
- Les composantes couplées : elles représentent la partie de la lumière qui est couplée d'un mode à l'autre dans les deux sens ($E_{mn}^+, E_{nm}^+, E_{mn}^-$ et E_{nm}^-).

En tenant compte de toutes les possibilités d'interférences entre ces composantes, nous pouvons les classer en deux groupes différents:

- Le premier groupe comprend les interférences entre les paires de composantes qui sortent du même mode dans les deux sens, par exemple l'interférence entre les composantes du mode m ($E_{mm}^+, E_{mm}^-, E_{nn}^+$ et E_{nn}^-). En représentation matricielle, ces couples de composantes sont formés par des éléments de la même ligne des matrices F^+ et F^- . Parmi toutes les possibilités d'interférences entre les composantes de ce groupe, seules l'interférence entre les composantes contrapropagatives présentent une sensibilité à l'effet Sagnac. Si on considère, à titre d'exemple, le mode m ces interférences sont entre les couples (E_{mm}^+, E_{mm}^-) et (E_{nn}^+, E_{nn}^-). Les autres combinaisons d'interférences qui restent contribuent à une erreur de phase assimilée au déphasage de Sagnac. De telles interférences peuvent être éliminées en excitant les modes avec une lumière incohérente.
- Le deuxième groupe comprend les interférences entre les paires de composantes du champ électrique de deux modes différents. Ils sont décrits par les couples formés par les éléments de deux lignes différentes des matrices F^+ et F^- . Sachant que les champs électriques de modes orthogonaux n'interfèrent pas, alors l'élimination totale de telles interférences nécessite que la totalité des champs transverses des modes soit spatialement moyennée sur un plan perpendiculaire à l'axe de la fibre. Pour cela, le photodétecteur doit avoir une surface supérieure à la section transversale du faisceau de sortie.

3.2.2.4 Matrice d'excitation des modes

L'excitation de l'entrée de l'interféromètre se fait par le biais de la fibre du port d'entrée du coupleur. Le nombre de modes excités dépend de l'ouverture numérique du faisceau et de celle de la fibre. On suppose que les modes de la fibre sont excités chacun par une onde plane dont le champ électrique a une amplitude E_0 . Alors, l'amplitude du champ électrique de chaque mode est décrite par :

$$E_m = X_m E_0 \quad (3.9)$$

où X_m est le coefficient d'excitation du $m^{\text{ème}}$ mode. En représentation matricielle, la matrice d'excitation se présente sous la forme d'une matrice diagonale de dimension $M \times M$ dont les éléments représentent les coefficients d'excitation :

$$X = \begin{bmatrix} X_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & X_M \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

Le choix de cette représentation matricielle est fait simplement pour la commodité du calcul avec les matrices F^+ et F^- . La conservation de la puissance permet d'écrire:

$$\sum_{m=1}^M X_m^2 = 1 \quad (3.11)$$

Selon la distribution spatiale du faisceau de la source, on distingue principalement deux types d'excitations :

- Excitation uniforme : si la distribution transverse du champ d'excitation est uniforme. Dans ce cas, les éléments de la matrice X sont égaux et valent $X_m = 1/\sqrt{M}$.
- Excitation gaussienne.

On suppose que dans le cas d'un faisceau gaussien de large ouverture numérique (cas d'une source incohérente, par exemple une DEL), tous les modes sont excités uniformément.

3.2.2.5. Matrice de distribution transverse du champ

À la sortie de l'interféromètre, chaque mode a une distribution spatiale du champ qu'on note $D_m(r, \varphi)$, où r et φ sont les coordonnées radiale et azimutale. La matrice D décrivant les distributions spatiales des différents modes a la même forme que la matrice d'excitation X , elle est diagonale.

3.2.2.6 Modèle du coupleur à fibre multimode

Comme indiqué précédemment, le coupleur est utilisé pour produire les deux ondes contrapropagatives et les recombinaison après propagation le long de la boucle de fibre. En général, deux types de coupleurs peuvent être utilisés dans les gyroscopes à fibre optique, à savoir les coupleurs bidirectionnels X ou Y (figure 3.7). Un coupleur bidirectionnel X est schématisé sur la figure 3.7(a) avec 4 ports nommés : ports d'entrée P_1 et P_2 , et ports de sortie P_3 et P_4 .

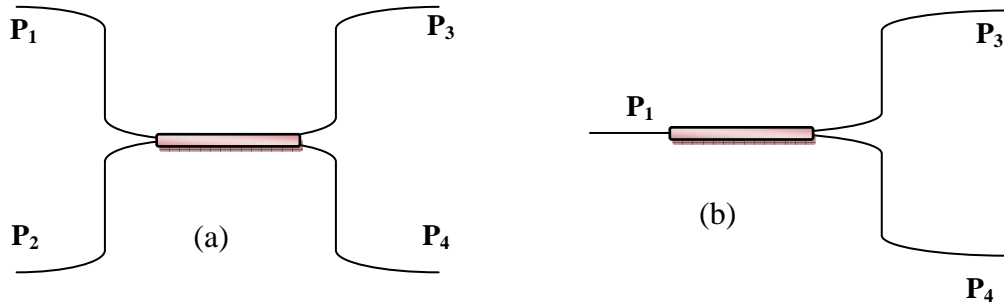


Figure 3.7 Représentation schématique des coupleurs : (a) coupleur X, (b) coupleur Y.

Comme tout coupleur optique, le coupleur à fibre multimode est décrit par les coefficients de couplage entre ports donnés par :

$$k_{ij} = |k_{ij}| e^{i\theta_{ij}} \quad (3.12)$$

où $|k_{ij}|$ représente la fraction du champ électrique qui est couplée du port i vers le port j et θ_{ij} est le déphasage des champs des deux ports qui satisfait la condition $\theta_{ij} = \theta_{ji}$.

Toutefois, c'est la distribution modale excitée à l'entrée du coupleur multimode qui est couplée vers les deux sorties du coupleur. La capacité d'un coupleur à conserver la distribution d'entrée en sortie dépend de la technologie de fabrication utilisée (micro-optique, optique intégrée et fusion/étirage).

Pour tenir compte de l'effet du coupleur sur la distribution modale, nous proposons de modéliser le couplage du port i au port j par un produit entre le coefficient de couplage k_{ij} et une matrice de transfert modale notée T^{ij} . Cette matrice décrit la modification de la distribution modale d'entrée causée par le coupleur. La matrice T^{ij} est de dimension $M \times M$ et elle est réelle, positive et pour simplification nous la considérons diagonale (même forme que la matrice d'excitation X). Ses éléments T_m^{ij} ($m = 1, \dots, M$) peuvent être calculés en prenant le rapport entre le champ électrique de l'entrée et celui de sortie du $m^{\text{ème}}$ mode. Ces éléments doivent respecter le principe de conservation de puissance, c'est-à-dire :

$$\sum_{m=1}^M (T_m^{ij})^2 = 1 \quad (3.13)$$

3.2.2.7. Matrice de transfert du gyroscope

La matrice de transfert G du gyroscope est obtenue en effectuant le produit des matrices des différents composants optiques (figure 3.8). La configuration avec un coupleur X dispose de deux sorties (sortie 1 et 2 correspondant respectivement aux ports 1 et 2 du coupleur). La sortie 1 est réciproque (pas de phase ajouté par le coupleur) alors que la sortie 2 n'est pas réciproque. Si la sortie 1 est utilisée, une configuration avec deux coupleurs est nécessaire. Dans notre cas, nous considérons la sortie sur le port 1. La matrice de transfert est donnée par:

$$G = D(k_{13}k_{41}T^{41}F^+T^{13}X + k_{14}k_{31}T^{31}F^-T^{14}X) \quad (3.14)$$

Le terme général de la matrice G s'écrit:

$$G_{mn} = \left[|k_{13}| |k_{41}| T_m^{41} T_n^{13} C_{mn}^+ e^{j\left(\phi_{mn}^+ + \theta_{13} + \theta_{41} + \frac{\Delta\phi_s}{2}\right)} + |k_{14}| |k_{31}| T_m^{31} T_n^{14} C_{mn}^- e^{j\left(\phi_{mn}^- + \theta_{14} + \theta_{31} - \frac{\Delta\phi_s}{2}\right)} \right] X_n D_m(r, \varphi) \quad (3.15)$$

3.2.2.8 Champ électrique de sortie

Le champ électrique total en sortie de l'interféromètre peut être calculé par:

$$E_T = E_0 \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M G_{mn} \quad (3.16)$$

Introduisant les notations suivantes :

- $a_{mn} = |k_{13}| |k_{41}| T_m^{41} T_n^{13} C_{mn}^+ X_n D_m ;$
- $b_{mn} = |k_{14}| |k_{31}| T_m^{31} T_n^{14} C_{mn}^- X_n D_m .$

L'expression du champ total devient :

$$E_T = E_0 \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \left(a_{mn} e^{j\left(\phi_{mn}^+ + \theta_{13} + \theta_{41} + \frac{\Delta\phi_s}{2}\right)} + b_{mn} e^{j\left(\phi_{mn}^- + \theta_{14} + \theta_{31} - \frac{\Delta\phi_s}{2}\right)} \right) \quad (3.17)$$

L'expression du champ émergeant du m^{eme} mode:

$$E_m = E_0 \sum_{n=1}^M \left(a_{mn} e^{j\left(\phi_{mn}^+ + \theta_{13} + \theta_{41} + \frac{\Delta\phi_s}{2}\right)} + b_{mn} e^{j\left(\phi_{mn}^- + \theta_{14} + \theta_{31} - \frac{\Delta\phi_s}{2}\right)} \right) \quad (3.18)$$

L'expression (3.18) montre bien que le champ en sortie d'un mode quelconque est une combinaison des différents modes dans les deux sens. Nous allons calculer dans la suite l'intensité totale en sortie et étudier les performances du gyroscope.

3.2.2.9. Intensité en sortie du gyroscope

Nous supposons que tous les modes ont la même polarisation en sortie et que le mélange interférométrique est parfait. Lorsque l'interféromètre est excité avec une lumière monochromatique, l'intensité de sortie peut être calculée en utilisant l'expression suivante:

$$I_s = \langle E_T E_T^* \rangle = E_0^2 tr(\langle G U G^\dagger U \rangle) \quad (3.19)$$

où $tr(\cdot)$ désigne la trace de la matrice, U est la matrice unitaire, G^\dagger est définie comme étant la matrice Hermitienne conjuguée de la matrice G .

À partir de (3.19), l'intensité totale observée par le photodétecteur sera :

$$\begin{aligned}
 I_s = E_0^2 \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M & \left\{ a_{im} a_{jn} \sin(\phi_{im}^+ - \phi_{jn}^+) \right. && \text{Premier terme} \\
 & + b_{im} b_{jn} \cos(\phi_{im}^- - \phi_{jn}^-) && \text{2^{ème} terme} \\
 & \left. + a_{im} b_{jn} \cos(\Delta\phi_s + \phi_{im}^+ - \phi_{jn}^-) \right\} A_{mn} && \text{3^{ème} terme}
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

où A_{mn} est le coefficient de recouvrement spatial des distributions modales calculé sur la surface ΔS du photodétecteur. Il est donné par:

$$A_{mn} = \int_{\Delta S} D_m(r, \theta) D_n(r, \theta) dS \tag{3.21}$$

Nous constatons que l'expression de l'intensité totale donnée en (3.20) est composée de trois termes :

- Le premier et le deuxième terme résultent d'interférences entre les composantes qui se propagent dans la même direction. Ces deux termes sont indépendants du déphasage de Sagnac. Ils représentent le bruit modal qui se superpose au signal utile. Ce bruit constitue une limitation pour la détection de faibles vitesses de rotation. Il peut être éliminé par l'utilisation d'une source très faiblement cohérente. Associé à la source de lumière faiblement cohérente, l'utilisation d'un photodétecteur avec une surface active relativement grande permet une meilleure élimination de ces deux termes.
- Le troisième terme résulte d'interférences entre les composantes contrapropagatives que ce soient des composantes directes ou couplées. Il est le seul terme sensible au déphasage Sagnac. Cependant, la présence de couplage de modes se manifeste par une erreur de phase qui affecte la mesure de la vitesse de rotation.

Lorsque l'interféromètre est excité avec une lumière faiblement cohérente, l'intensité de sortie peut être calculée en utilisant l'expression suivante :

$$I_s = E_0^2 \text{tr}(\langle GG^\dagger \rangle) \tag{3.22}$$

Étant donné que le gyroscope opère sur la frange centrale ($0 < \Delta\phi_s < 2\pi$) et en utilisant l'équation (3.22), l'intensité totale devient :

$$I_s = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \left(I_{mn}^+ + I_{mn}^- + 2\sqrt{I_{mn}^+ I_{mn}^-} \cos(\Delta\phi_s + \phi_{mn}^+ - \phi_{mn}^-) \right) \quad (3.23)$$

avec $I_{mn}^+ = E_0^2 a_{mn}^2 A_{mn}$ et $I_{mn}^- = E_0^2 b_{mn}^2 A_{mn}$. La longueur de cohérence nécessaire pour l'élimination des interférences intermodales dépend de la longueur de fibre et du temps de propagation des différents modes. Nous allons voir par la suite comment déterminer la largeur de bande de la source qui garantira une élimination parfaite du bruit intermodal.

L'intensité donnée en (3.23) peut être approximée par l'expression usuelle d'interférence:

$$I_s \approx I_{moy} \left(1 + C(M) \cos(\Delta\phi_s + \phi_e(M)) \right) \quad (3.24)$$

avec I_{moy} une composante continue donnée par :

$$I_{moy} = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M (I_{mn}^+ + I_{mn}^-) \quad (3.25)$$

$C(M)$ est le contraste de la frange centrale évaluer pour $\Delta\phi_s = 0$, il est donné par:

$$C(M) = \frac{2 \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \sqrt{I_{mn}^+ I_{mn}^-} \cos(\phi_{mn}^+ - \phi_{mn}^-)}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M (I_{mn}^+ + I_{mn}^-)} \quad (3.26)$$

$\phi_e(M)$ est l'erreur de phase totale due aux couplages de modes qui s'exprime comme suit:

$$\phi_e(M) = \arctan \left(\frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \sqrt{I_{mn}^+ I_{mn}^-} \sin(\phi_{mn}^+ - \phi_{mn}^-)}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \sqrt{I_{mn}^+ I_{mn}^-} \cos(\phi_{mn}^+ - \phi_{mn}^-)} \right) \quad (3.27)$$

En utilisant l'expression (3.23), nous avons tracé sur la figure 3.8 l'intensité de sortie en fonction du déphasage Sagnac. Étant donné que les phases ϕ_{mn}^+ et ϕ_{mn}^- sont aléatoires, nous avons tracé l'intensité pour différentes réalisations. Le tracé illustre clairement l'apparition d'une erreur de phase aléatoire assimilable au déphasage

Sagnac. Nous remarquons également que le contraste varie aléatoirement d'une réalisation à l'autre. Dans la section qui suit, nous allons étudier l'évolution des paramètres statistiques du contraste et de l'erreur de phase en fonction du nombre total de modes et du couplage de modes.

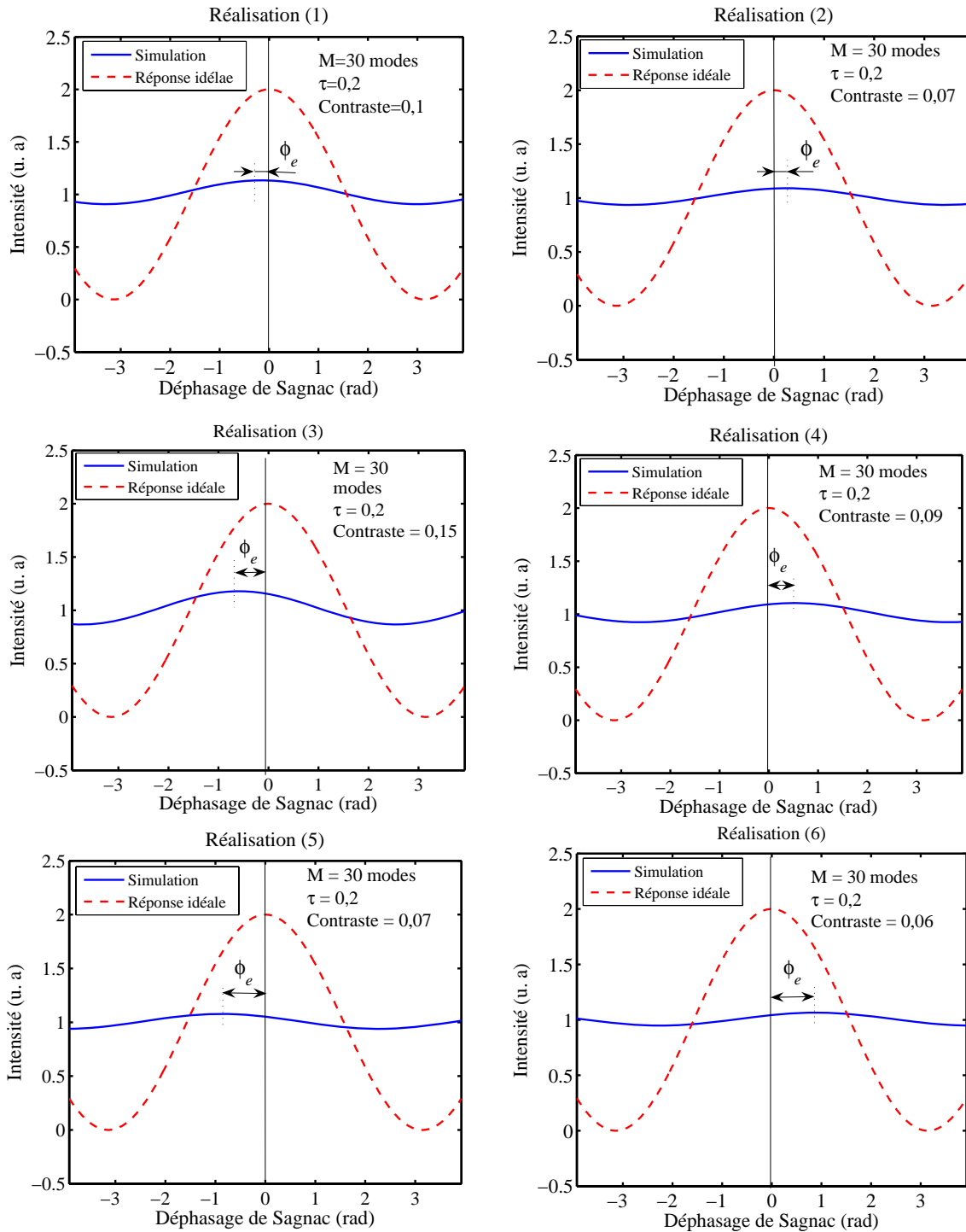


Figure 3.8 Illustration de la réponse du gyroscope pour différentes réalisations, montrant la variation aléatoire de l'erreur de phase totale et du contraste

3.2.2.10. Evaluation des performances : biais et sensibilité

Pour améliorer la sensibilité et faire fonctionner le gyroscope dans la région linéaire de la réponse de l'interféromètre (fonction cosinus), on applique une modulation de phase dynamique. Dans ce cas, l'intensité devient :

$$I_s = I_{moy} \left[1 + C(M) \cos(\phi_{eff} \cos(2\pi f_m t) + \Delta\phi_s + \phi_e(M)) \right] \quad (3.28)$$

où ϕ_{eff} est l'amplitude de la modulation et f_m est la fréquence du signal de modulation. La mesure de la vitesse de rotation s'effectue à l'aide d'une démodulation synchrone par extraction de la première harmonique. L'amplitude de cette harmonique est donnée par :

$$H_1 = 2I_{moy} C(M) J_1(\phi_{eff}) \sin(\Delta\phi_s + \phi_e(M)) \quad (3.29)$$

L'erreur de biais est évaluée au repos ($\Delta\phi_s = 0$) par :

$$B = 2I_{moy} C(M) J_1(\phi_{eff}) \sin \phi_e(M) \quad (3.30)$$

Tandis que la sensibilité est donnée par :

$$k_0 = 2I_{moy} C(M) J_1(\phi_{eff}) \quad (3.31)$$

À partir des équations (3.30) et (3.31), nous pouvons voir que les performances du gyroscope à fibre multimode, à savoir l'erreur du biais et la sensibilité sont fonction du contraste et de l'erreur de phase. Tous les deux sont fortement influencés par le nombre total de modes M et par les couplages de modes. Donc, il suffit d'étudier l'influence du nombre total de modes et du couplage de modes sur le contraste et l'erreur de phase.

Nous tenons à souligner que le modèle que nous proposons ici est un cas particulier de modes ayant la même polarisation linéaire en sortie de l'interféromètre. Toutefois, en raison de la variation aléatoire de la biréfringence le long de la fibre, les deux ondes contrapropagatives de chaque mode subissent des changements différents d'orientations de la polarisation. Ces changements de rotation de la polarisation sont

aléatoires. Cela fait apparaître un terme multiplicatif dans l'expression de l'intensité qui résulte d'interférences entre deux ondes ayant des orientations différentes de polarisation. Ce terme se présente comme un cosinus de l'angle entre les deux polarisations des deux ondes contrapropagatives. Il engendre une réduction du contraste du signal d'interférence total. De plus, de tels changements d'orientation de polarisation introduisent une erreur de phase due au non-réciprocité des changements de la polarisation. Notre étude se limite à l'effet des couplages de modes et nous négligerons l'effet de la polarisation en supposant que l'ensemble des modes ont le même état de polarisation en sortie.

3.3. Résultats de simulation et discussion

Comme le montre les équations (3.30) et (3.31), le contraste et l'erreur de phase sont des fonctions aléatoires dues la présence des termes de phases aléatoires ϕ_{mn}^+ et ϕ_{mn}^- . Nous considérons dans tous nos calculs que ϕ_{mn}^+ et ϕ_{mn}^- sont uniformément répartis dans l'intervalle $[0 - 2\pi]$.

Pour étudier les variations du contraste et l'erreur de phase en fonction du nombre total de modes, nous utilisons la méthode itérative de Monte-Carlo.

La moyenne calculée sur le nombre d'itérations de Monte-Carlo de l'erreur de phase donne une information sur la variation du biais, tandis que l'écart-type caractérise les fluctuations du biais. La moyenne et l'écart-type de la fonction du contraste décrivent la valeur estimée du contraste et sa stabilité.

Dans toutes les simulations, nous avons considéré une source de lumière avec $E_0 = 1$, un coupleur 3 dB ($|k_{ij}| = 1/\sqrt{2}$) et un photodétecteur avec une grande surface active ($A_{mn} = 1$).

Étant donné que les champs électriques des composantes dites directes ($m = n$) ne subissent pas de couplage, leurs phases associées ϕ_{mn}^+ et ϕ_{mn}^- sont causées par des perturbations externes non symétriques et non par le couplage de modes. Selon leur réciprocité, nous pouvons distinguer deux cas : les composantes directes réciproques ou non réciproques.

3.3.1. Premier cas: composants directes réciproques

Nous supposons qu'en absence de perturbations externes, les composants directes sont réciproques, c'est-à-dire que $\phi_{mn}^+ = \phi_{mn}^-$ pour $m = n$. Dans ce cas, ces composants sont sensibles seulement à l'effet Sagnac. Nous allons discuter l'influence du nombre total de modes M et la profondeur de couplage τ sur le contraste et l'erreur de phase.

3.3.1.1. Le contraste

Nous rapportons dans la figure 3.9 la valeur estimée du contraste obtenue par le calcul de Monte-Carlo en fonction du nombre total des modes et du paramètre de la profondeur de couplage.

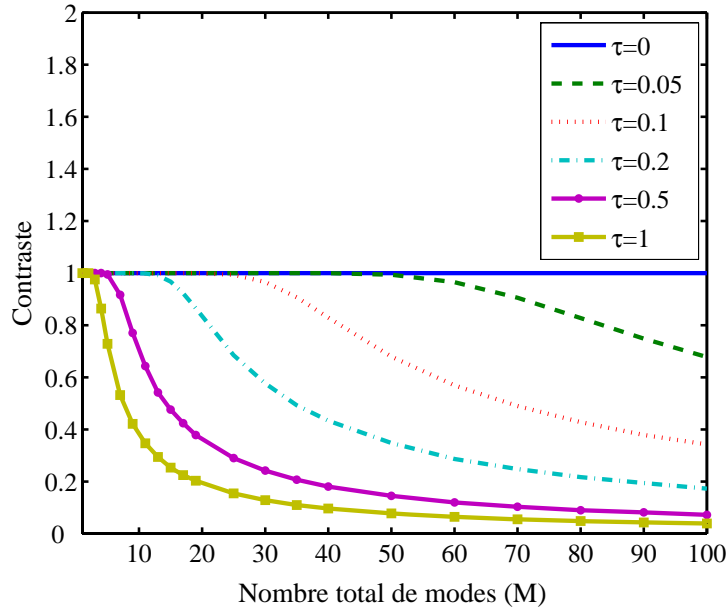


Figure 3.9 Contraste dans le cas où les composants directes sont réciproques

Nous pouvons voir qu'en présence de couplage de mode, l'utilisation d'une fibre fortement multimode conduit à un faible contraste. Cette faible valeur du contraste dégrade la sensibilité du dispositif. Toutefois, en absence de couplage de modes ($\tau = 0$) le contraste est maximal et il est indépendant du nombre total des modes. Dans ce cas, nous pouvons dire que la sensibilité du gyroscope à fibre multimode est maximale et elle peut être assimilée à celle du gyroscope à fibre monomode ($M = 1$).

La figure 3.10 illustre l'évolution du contraste en fonction de la profondeur de couplage pour différentes valeurs du nombre total de modes. Elle montre que la présence de couplage de modes engendre une réduction du contraste, cette réduction augmente avec l'augmentation du nombre de modes. Donc, l'obtention de bonnes performances nécessite une réduction de ces couplages. En pratique, la réduction des couplages statiques peut se faire par contrôle des impuretés et de la variation des paramètres géométriques de la fibre lors de sa fabrication. La réduction des couplages dynamiques, elle peut se faire par des techniques d'isolation de la fibre de l'environnement et aussi par la minimisation des contraintes mécaniques lors de la réalisation du bobinage.

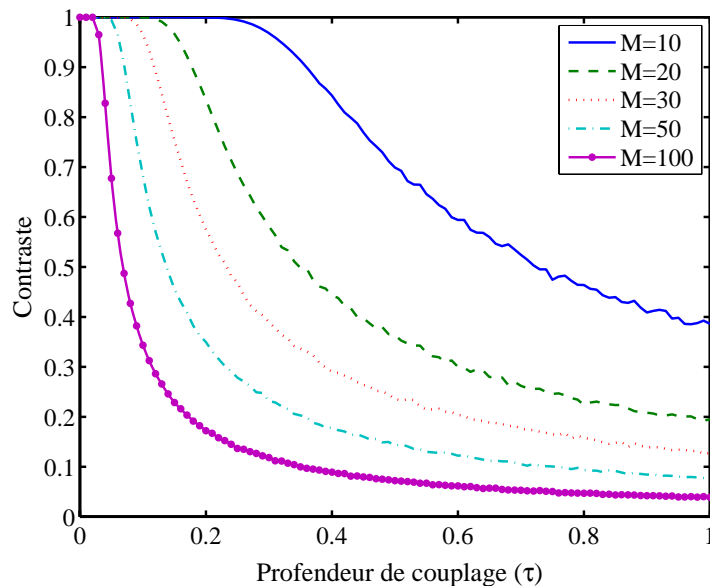


Figure 3.10 Contraste en fonction de la profondeur de couplage : cas où les composantes directes sont réciproques

3.3.1.2. L'erreur de phase

Le tracé de l'écart-type de l'erreur de phase est rapporté dans la figure 3.11. L'analyse de ce dernier indique que l'erreur de phase augmente avec l'augmentation de la profondeur de couplage. Ce résultat est évident parce que l'origine de cette erreur est le couplage de modes. Cependant, en raison du processus de moyennage modal, l'erreur de phase diminue avec l'augmentation du nombre total de modes. Contrairement à la dégradation du contraste, l'utilisation d'une fibre fortement

multimode est nécessaire pour la réduction de l'erreur de phase et l'obtention d'un biais stable minimal.

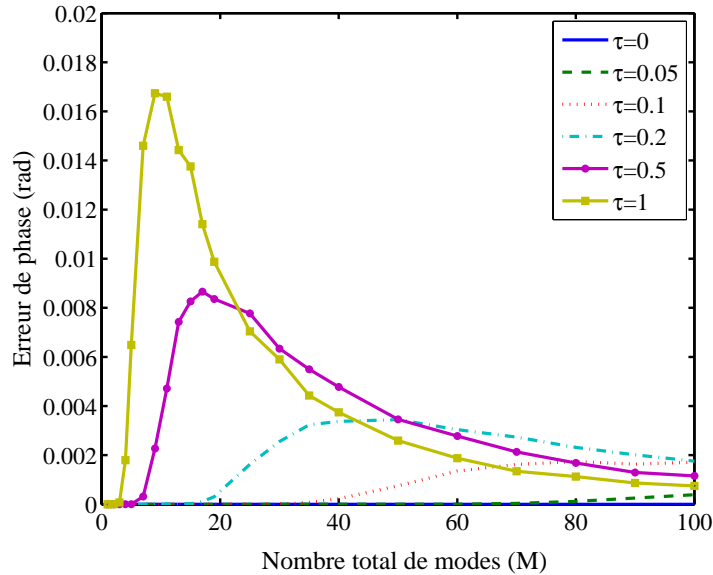


Figure 3.11 Erreur de phase: cas où les composantes directes sont réciproques.

La présence du pic de l'erreur de phase sur les différentes courbes est due au fait que le nombre total de modes est insuffisant pour établir le moyennage. La valeur du pic de l'erreur de phase ainsi que le nombre de modes correspondant dépendent de la profondeur de couplage. En effet, plus le couplage est important plus la valeur du pic de l'erreur de phase est importante.

D'après ces courbes, l'erreur de phase est nulle dans deux cas à savoir :

- Fonctionnement monomode pour lequel $M = 1$.
- Fonctionnement multimode en l'absence de couplage de modes ($\tau = 0$).

Ce dernier cas est toujours vérifié quelque soit le type de fibre multimode utilisée (quelque soit M). Ceci démontre qu'en absence de couplage de modes, les deux types de fonctionnement (monomode et multimode sont similaires.

3.3.2. Deuxième cas: composantes directes non-réciproques

Dans ce cas, nous considérons que $\phi_{mn}^+ \neq \phi_{mn}^- \neq 0$ pour $m = n$ en supposons que ces phases aléatoires non réciproques proviennent des perturbations externes. C'est le cas le plus réaliste.

3.3.2.1. Le contraste

La figure 3.12 illustre clairement l'effet du couplage de modes sur le contraste. En fait, ce dernier décroît rapidement dès que la fibre devient multimode. Pour les fibres fortement multimode (valeurs élevées de M), le contraste devient faible et lentement variable en fonction du nombre total de modes. Dans ce cas, même en l'absence de couplage de modes ($\tau = 0$), le contraste reste toujours faible. Cela est principalement causé par la non-réciprocité des phases aléatoires des composantes directes. Cette faible valeur du contraste signifie que la composante optique continue est très importante devant le signal utile. La présence de cette composante optique continue génère plus de bruit de discrétisation au niveau du photodétecteur. Par conséquent, elle se présente comme un facteur potentiel de réduction de la sensibilité du dispositif.

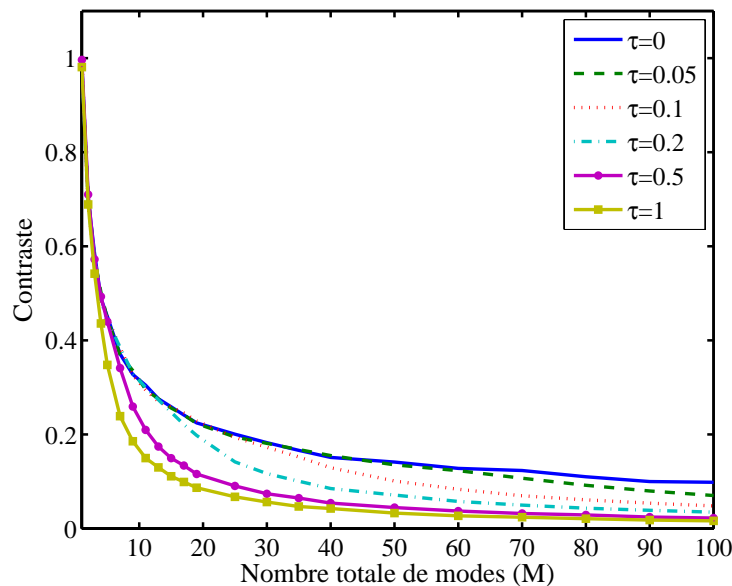


Figure 3.12 Contrace dans le cas où les composantes directes sont non réciproques

3.3.2.2. L'erreur de phase

Dans ce cas, on voit clairement l'effet du moyennage modal avec l'augmentation du nombre de modes sur la réduction de l'erreur de phase (figure 3.13). Il est à noter qu'en absence des couplages ($\tau = 0$), l'erreur de phase est légèrement plus importante par rapport au cas où le couplage est présent. Cela est dû au fait qu'en absence de couplage, le moyennage s'effectue sur M composantes seulement (M modes), alors

que le moyennage s'opère sur M^2 composantes lorsque le couplage est présent. Ce nombre en plus de composantes provient des couplages dont l'amplitude dépend étroitement de la profondeur de couplage. Pour cette raison, lorsque τ augmente l'erreur de phase décroît.

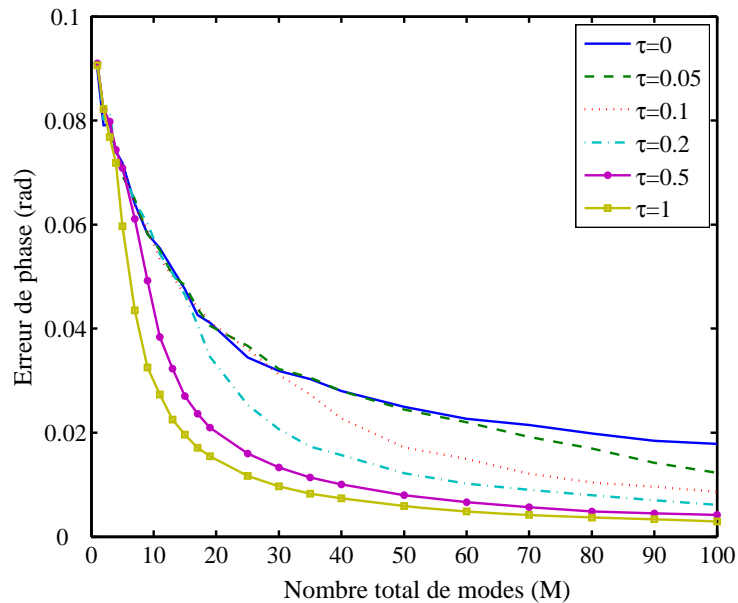


Figure 3.13 L'erreur de phase : cas où les composantes directes sont non-réciproques.

En terme d'erreur de phase, l'analyse du résultat montre que l'approche multimode est meilleure comparativement à l'approche monomode. En effet, l'erreur de phase est plus importante pour les faibles valeurs du nombre total de modes et elle est maximale pour $M = 1$. Ce processus de moyennage modal est un avantage propre du gyroscope à fibre multimode et permet d'avoir une meilleure stabilité du biais.

3.4. Optimisation du choix de composants

En résumant les résultats de la section précédente, nous pouvons dire que l'augmentation du nombre total de modes permet d'améliorer la stabilité du biais en réduisant l'influence de l'erreur de phase résiduelle causée par le couplage de modes. Cependant, une telle augmentation du nombre total de modes fait baisser le contraste, ce qui constitue une sévère limitation pour la sensibilité du gyroscope.

À partir de ces résultats, nous pouvons dire qu'il existe une valeur optimale du nombre total de modes qui satisfèrait le compromis entre un contraste élevé (meilleure sensibilité) et une erreur de phase faible (bonne stabilité du biais). La détermination de cette valeur optimale nous permettra de choisir la meilleure fibre multimode pour une conception optimale d'un gyroscope à fibre multimode.

3.4.1. Choix de la fibre

Pour sélectionner le choix optimal de la fibre, nous allons déterminer tout d'abord la valeur optimale du nombre total de modes M . Pour cela, nous avons considéré comme fonction d'optimisation la fonction de coût suivante :

$$f_c(\phi_e, C) = \frac{\phi_e(M)}{\max(\phi_e(M))} + \frac{1/C(M)}{\max(1/C(M))} \quad (3.32)$$

La valeur optimale du nombre total de modes notée $M_{optimal}$ est donnée par la valeur de M qui minimise la fonction de coût $f_c(\phi_e, C)$ comme suit :

$$M_{optimal} = \arg \min_M [f_c(\phi_e(M), C(M))] \quad (3.33)$$

Les figures 3.14 et 3.15 illustrent le tracé des fonctions de coût obtenues en considérant la réciprocité et la non-réciprocité des composantes directes, respectivement. Dans les deux cas, nous remarquons que le nombre optimal de modes dépend du couplage et sa valeur ne dépasse pas 40 modes. Donc, l'utilisation d'une fibre ayant un nombre élevé de modes ($M > 40$) ne présente pas d'intérêt pour les gyroscopes à fibre multimode.

En situation réelle, les composantes directes sont non réciproquées. Dans ce cas, pour atteindre le compromis entre la stabilité et la sensibilité du biais, le nombre total de modes doit être choisi dans la gamme de 20 à 40 modes comme le montre la figure 3.15.

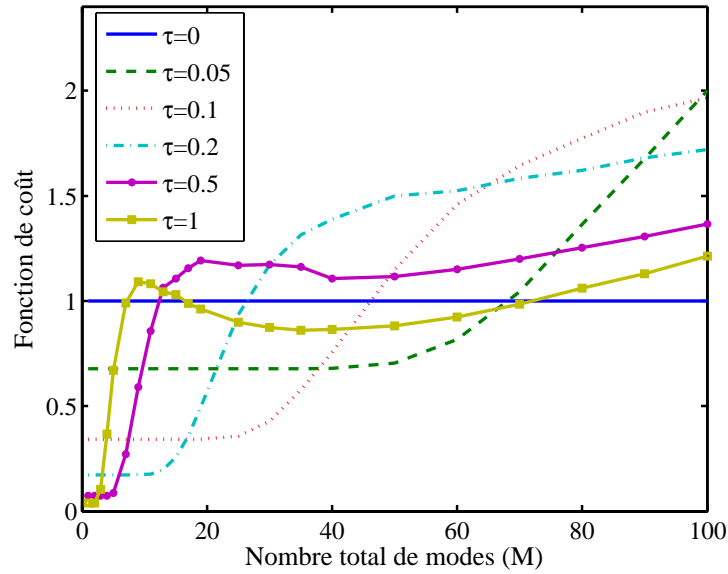


Figure 3.14 Fonction de coût dans le cas de composants directes réciproques

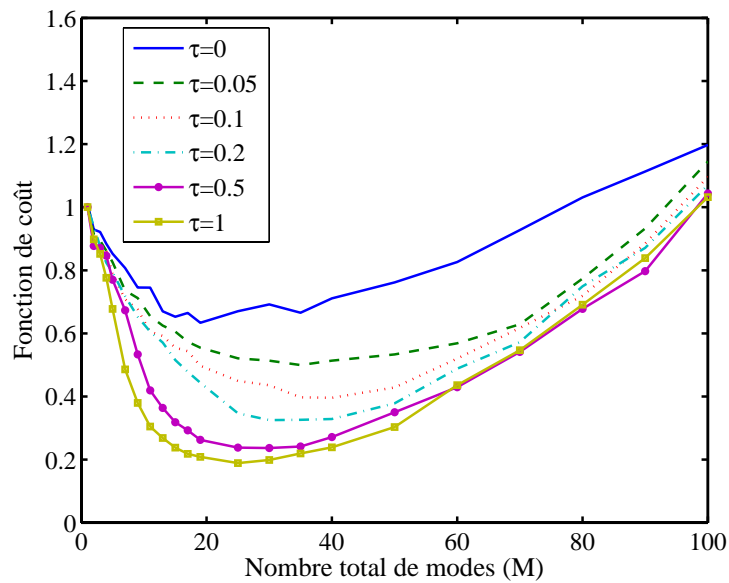


Figure 3.15 Fonction de coût: cas où des composants directes non-réciproques

Le choix d'une fibre à saut d'indice au lieu d'une fibre à gradient d'indice est plus adapté pour un fonctionnement optimal. En effet, dans une fibre à gradient d'indice, l'élimination des interférences intermodales est plus difficile à cause d'une dispersion intermodale réduite. Par contre, les modes d'une fibre à saut d'indice sont facilement décorrélés après un parcours d'une faible longueur de fibre lorsqu'ils sont excités avec une lumière très faiblement cohérente.

Afin de coupler le maximum de puissance dans la fibre, il est utile d'utiliser une fibre multimode avec une grande ouverture numérique. Pour plus de réduction des effets transitoires, il est nécessaire aussi d'utiliser une bobine avec un bobinage symétrique, tel que le bobinage quadripolaire.

Nous rapportons dans le tableau 3.1 une comparaison entre trois types de fibres multimodes à saut d'indice à savoir la SI 50/125, la SI 62,5/125 et la SI 100/140. Nous pouvons voir clairement que pour la fibre à saut d'indice SI 50/125 son nombre total de groupes de modes $M = 28 \in [20 - 40]$, fait d'elle le choix optimal pour la conception d'un gyroscope à fibre multimode. En plus, cette fibre répond au standard des télécommunications optiques.

Tableau 3.1 Caractéristiques de plusieurs fibres classiques

Type de la fibre	SI 50/125	SI 62,5/125	SI 100/140
Diamètre de cœur (μm)	50	62,5	100
Diamètre de la gaine (μm)	125	125	140
Longueur d'onde (nm)	850	850	850
Indice de réfraction du cœur	1,481	1,496	1,497
Différence relative des indices $\Delta(\%)$	1	2	1,5
Ouverture numérique	0,21	0,26	0,30
Nombre total de groupes de modes	28	42	78

3.4.2. Choix du coupleur

Le choix du coupleur doit satisfaire aux critères suivants:

- Respect de la réciprocité de phase (pas de phase ajoutée par le coupleur);
- Type coupleur X ou Y;
- Symétrie de la répartition modale à chaque sortie du coupleur.

On souhaite que l'erreur de phase soit être nulle ($\phi_e = 0$) au repos ($\phi_s = 0$), ce qui s'écrit :

$$\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \sqrt{I_{mn}^+ I_{mn}^-} \sin(\phi_{mn}^+ - \phi_{mn}^-) = 0 \quad (3.34)$$

On suppose que le couplage entre de m vers n et de n vers m est symétrique et cela dans les deux directions, c'est-à-dire que :

- $C_{mn}^+ = C_{nm}^+$;
- $C_{mn}^- = C_{nm}^-$;
- $\phi_{mn}^+ = -\phi_{nm}^+$;
- $\phi_{mn}^- = -\phi_{nm}^-$.

L'équation (3.34) se simplifié alors comme suit :

$$\sum_{m=1}^M \sum_{n>m}^M \left(\sqrt{I_{mn}^+ I_{nm}^-} - \sqrt{I_{nm}^+ I_{mn}^-} \right) \sin(\phi_{mn}^+ - \phi_{mn}^-) = 0 \quad (3.35)$$

La solution de l'équation (3.69) est satisfaite si la condition (3.36) est vraie :

$$\sqrt{I_{mn}^+ I_{nm}^-} - \sqrt{I_{nm}^+ I_{mn}^-} = 0 \quad (3.36)$$

En utilisant les expressions de I_{mn}^+ et I_{mn}^- , la condition devient :

$$T_m^{41} T_n^{13} T_n^{31} T_m^{14} = T_n^{41} T_m^{13} T_m^{31} T_n^{14} \quad (3.37)$$

La première solution est :

- $T_m^{14} = T_m^{13} \quad \forall m = 1, \dots, M$
- $T_m^{41} = T_m^{31} \quad \forall m = 1, \dots, M$

La solution particulière est:

- $T_m^{ij} = 1 \quad \forall m = 1, \dots, M$

Dans les deux cas, les solutions montrent que le coupleur doit être symétrique, c'est-à-dire qu'en plus du rapport de division égal, le coupleur doit conserver en sortie des distributions identiques à celles du port d'entrée.

L'utilisation de la configuration avec deux coupleurs permet de surmonter le problème de la réciprocité de phase. En effet, la phase supplémentaire ajoutée par le premier coupleur est compensée par le deuxième coupleur.

Nous considérons que le choix d'un coupleur Y est avantageux. En effet, comparativement au coupleur X, l'utilisation du coupleur Y permet d'éviter la perte de puissance à travers les ports inutilisés.

En ce qui concerne le premier coupleur (coupleur du côté de la source), il est intéressant de choisir un coupleur avec une grande ouverture numérique pour assurer un couplage élevé de puissance entre la source et le circuit optique. Le coupleur en technologie fusion/étirage, largement utilisée en communication optique, apparaît comme un choix adéquat. Il permet entre autres de bien assurer une répartition de l'énergie sur tous les modes. Cependant, le second coupleur (côté bobine de fibre) doit être symétrique. Les coupleurs en technologie micro-optiques basés sur l'utilisation d'une lame comme séparateur de faisceaux sont les plus adaptés. Ils conservent en sorties la distribution modale de l'entrée.

3.4.3. Choix de la source

Plusieurs paramètres doivent être pris en considération lors du choix de la source lumineuse à savoir la longueur d'onde λ , la largeur de bande $\Delta\lambda$ et la puissance de sortie. Sachant que le déphasage Sagnac est inversement proportionnel à la longueur d'onde λ , les gyrofibras sont plus sensibles aux faibles longueurs d'onde. En télécommunications optiques, les sources couramment utilisées correspondent aux trois fenêtres optiques : 850 nm, 1310 nm et 1550 nm. Il apparaît donc que les sources fonctionnant à $\lambda = 850$ nm sont le choix optimal pour notre gyroscope.

Nous avons vu que le bruit modal résultant d'interférences intermodales peut être éliminé en utilisant une source de faible cohérence. La longueur de cohérence de la source notée L_s nécessaire pour l'élimination de ces interférences intermodales doit être inférieure à la longueur de cohérence dans la fibre multimode notée L_f ($L_s < L_f$).

Cette dernière est définie comme étant la plus petite différence de chemin optique entre les différents modes de la fibre.

Pour une fibre de longueur totale L , la longueur de cohérence dans la fibre peut être calculée en utilisant (B.29) comme suit:

$$L_f = L \frac{ON^2}{2n_1^2} \left(\frac{\alpha - 2}{\alpha + 2} \right) \frac{1}{M^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}}} \left[2^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} - 1 \right] \quad (3.38)$$

où n_1 est l'indice de réfraction du cœur de la fibre, ON est l'ouverture numérique et α est le profil d'indice. Dans le cas d'une fibre à saut d'indice ($\alpha = \infty$), la longueur de cohérence dans la fibre devient :

$$L_f = \frac{3LON^2}{2n_1^2 M^2} \quad (3.39)$$

En utilisant l'expression de la longueur de cohérence temporelle de la source $L_s = \lambda^2 / \Delta\lambda$, nous pouvons déterminer la largeur de bande minimale $\Delta\lambda_{\min}$ nécessaire à l'élimination des interférences intermodales comme suit :

$$\Delta\lambda > \Delta\lambda_{\min} = \frac{2\lambda^2 M^2 n_1^2}{3LON^2} \quad (3.40)$$

D'après (3.40) la largeur de bande minimale $\Delta\lambda_{\min}$ est étroitement liée aux paramètres opto-géométriques de la fibre. On donne dans le tableau 3.3 $\Delta\lambda_{\min}$ pour les trois types de fibres multimodes, avec une longueur $L = 1000$ m.

Les diodes électroluminescentes (DEL) ayant une largeur de bande généralement comprise entre 10 nm à 100 nm peuvent satisfaire largement la condition $\Delta\lambda > \Delta\lambda_{\min}$. De plus, ces sources sont disponibles sur le marché à des coûts relativement bas. L'utilisation d'une DEL fibrée permettra de réduire les pertes par couplage et de surmonter les problèmes de désalignement. Dans ce cas, les connexions entre les différents composants à fibre seront réalisées par épissure à l'aide d'une unité de soudage de fibres

Tableau 3.2 largeur de bande spectrale minimale requise.

Type de fibre	SI 50/125	SI 62,5/125	SI 100/140
$\Delta\lambda_{\min}$ (nm)	0,017	0,028	0,073

3.4.4. Choix du photodétecteur

Le choix du photodétecteur peut affecter la sensibilité du dispositif en particulier la détection des faibles vitesses de rotation. La détection du signal optique induit par la rotation est limitée principalement par le bruit photonique du photodétecteur. Ce bruit dépend de la puissance optique retour vers le photodétecteur. La rotation équivalente de bruit est donnée par l'expression:

$$\frac{NE\Omega}{\sqrt{B}} = \frac{1}{4\pi RL} \sqrt{\frac{2hc^3}{\eta P_{moy}}} \frac{1}{C(M)} \quad (3.41)$$

où η est l'efficacité quantique, B est la bande passante, h est la constante de Planck et P_{moy} est la puissance continue incidente sur le photodétecteur

Comme nous l'avons vu en simulation, le gyroscope à fibre optique multimode présente un faible contraste, ce qui signifie que la rotation équivalente au bruit sera élevée. Cela limite la capacité du dispositif pour la mesure de faibles vitesses de rotation comparativement au gyroscope monomode.

Afin de minimiser cette dégradation de la sensibilité due au contraste faible, le rendement quantique η doit être proche de 1. En raison de leur grande efficacité quantique ($\eta \approx 0,8$), les photodiodes PINs sont les plus adaptées. En plus, l'utilisation d'une photodiode PIN fibrée permet de :

- Minimiser les pertes ;
- Garantir un mélange photonique élevé ;
- Assurer l'orthogonalité des modes.

Le choix du photodétecteur seul ne suffit pas pour atteindre de bonnes performances, une attention particulière devrait également être accordée à la conception du circuit de réception de la photodiode. L'utilisation d'un amplificateur différentiel « transimpédance » pour la photodiode peut être avantageuse. L'avantage de cette configuration est la réjection de mode commun de bruit couplé. Le bruit sera vu comme un signal de mode commun sur les deux entrées et son effet s'annulera à la sortie du circuit. Une plus grande réduction de bruit peut être obtenue en faisant

fonctionner la photodiode en mode photovoltaïque. Dans ce mode, la photodiode à un bruit extrêmement faible et c'est le bruit thermique qui domine.

3.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle qui permet de décrire le fonctionnement d'un gyroscope à fibre optique multimode en tenant compte du phénomène de couplage de modes. Ce dernier est le facteur responsable des performances attendues d'un tel dispositif. Le modèle proposé incorpore les paramètres des différents composants optiques impliqués dans la détermination des performances de l'appareil. Nous avons étudié les performances du gyroscope à savoir l'erreur de biais et la sensibilité en fonction du nombre total de modes de la fibre et du couplage des modes.

L'étude montre que la présence de couplages de modes dégrade le contraste et produit une erreur de phase résiduelle, ce qui limite les performances de l'appareil en termes de sensibilité et de stabilité du biais. L'augmentation du nombre total de modes, ce qui signifie l'utilisation d'une fibre fortement multimode, réduit l'erreur de phase résiduelle grâce au processus de moyennage modal. Cette caractéristique, propre au gyroscope à fibre multimode, permet d'avoir un biais stable et insensible aux perturbations extérieures. Il en découle que le choix d'une fibre fortement multimode semble être avantageux. Cependant, l'utilisation de telles fibres a un effet inverse sur le contraste, ce qui affecte fortement la sensibilité du dispositif.

Il découle de cette étude qu'un choix optimisé du type de fibre est nécessaire pour l'obtention de meilleures performances. Ce choix est fait par le biais de la détermination du nombre de modes optimal qui satisfait un compromis entre sensibilité et stabilité. Nous avons montré qu'un tel compromis est satisfait lorsque le nombre optimal de modes est compris dans l'intervalle 20 à 40 modes. Une comparaison de plusieurs types de fibres montre que la fibre multimode à saut d'indice 50/125 ayant 28 modes est des meilleurs choix pour la réalisation de notre gyroscope. De plus, nous avons également optimisé le choix des autres composants : la source très faiblement cohérente, le photodétecteur et les coupleurs.

Chapitre 4

Réalisation et caractérisation du gyroscope

4.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présenterons le travail expérimental effectué pour la réalisation du gyroscope à fibre optique multimode. Il s'appuie sur l'analyse de l'influence du choix des composants décrite dans le chapitre précédent.

Le travail a été accompli en deux étapes, correspondant à deux prototypes. Le premier prototype a été réalisé et testé sous deux versions différentes :

- La première version du premier prototype utilise un coupleur par fusion/étirage du côté de la source et un coupleur en technologie micro-optique du côté de la bobine de fibre ;
- La deuxième version du premier prototype utilise deux coupleurs par fusion/étirage.

Cette première étape est bien sûr précédée d'une étape de dimensionnement et de caractérisation des composants, en particulier la caractérisation de la symétrie des coupleurs. On note que le traitement du signal du premier prototype est effectué à l'aide d'instruments de laboratoire (GBF, démodulateur synchrone, alimentations diverses, etc.).

Afin de surmonter les insuffisances du premier prototype, nous avons réalisé, dans une deuxième étape, un deuxième prototype, le prototype final plus performant.

Dans toutes les expériences décrites ici, nous présentons dans un premier temps la description du montage expérimental, puis les différents tests menés, les résultats de la caractérisation et les performances obtenus. En fin du chapitre, nous décrivons le test qui nous a permis de tester l'immunité de notre gyroscope au champ magnétique, ce qui ouvre des perspectives d'utilisation intéressantes dans le domaine de l'instrumentation médicale.

4.2. Premier Prototype

4.2.1. Choix et caractérisation des composants

4.2.1.1. La source

La source utilisée dans ce premier prototype est une diode électroluminescente (DEL) fibrée. Elle répond à la nécessité d'utiliser une source très faiblement cohérente. Elle a été choisie dans une des fenêtres télécoms pour bénéficier d'un faible coût financier. La fenêtre choisie est celle ayant la plus faible longueur d'onde, l'effet Sagnac étant inversement proportionnel à celle-ci. Les principales caractéristiques de cette DEL sont :

- **Courant d'alimentation optimal** : 100 mA ;
- **Type de fibre**: SI 50/125, $ON=0,20$;
- **Longueur d'onde de travail** : 850 nm ;
- **Puissance de sortie dans la fibre** : 10 à 60 μ W ;
- **Largeur de bande** : 40 nm.

L'alimentation de la DEL est assurée par un circuit (LD1255R) qui délivre un courant constant ajustable (figure 4.1(a)). L'ajustement du courant se fait à l'aide d'un potentiomètre rotatif.

La DEL se connecte au connecteur J1 (figure 4.1(b)) du circuit d'alimentation comme suit :

- **Pin1** : +V (+8 à 12 V, 10 mA) ;
- **Pin2** : masse ;
- **Pin3** : -V (-8 à -12 V, 300 mA) ;
- **Pin6** : DEL anode (connectée avec la Pin2) ;
- **Pin7** : DEL cathode.

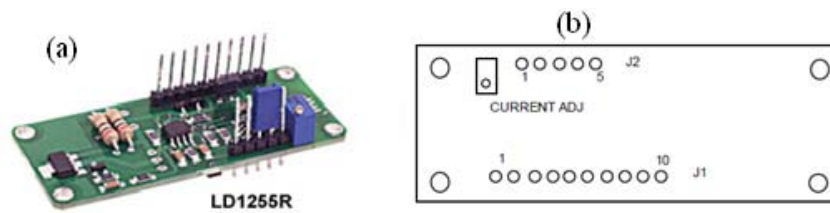


Figure 4.1 Alimentation pour DEL, (a) photographie, (b) vue de dessus.

Le spectre de la source mesuré en utilisant le monochromateur Jobin-Yvon (HR240) est représenté sur la figure 4.2. L'analyse du spectre montre que la longueur d'onde centrale est $\lambda = 857$ nm et la largeur de bande à mi-hauteur $\Delta\lambda$ égale à 34, 85 nm. Ce qui correspond à une longueur de cohérence 21 μ m.

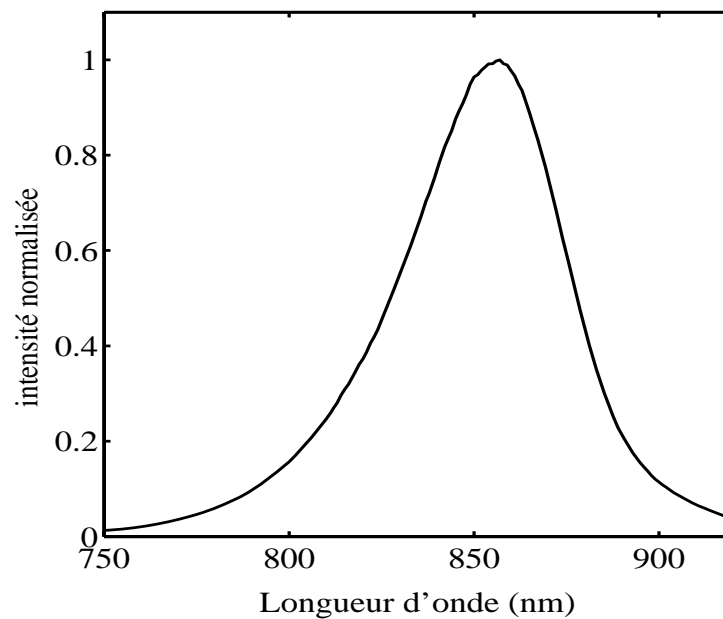


Figure 4.2 Spectre mesuré de la diode électroluminescente

La stabilité de la puissance de la source est indispensable pour un gyroscope. En effet, toute fluctuation de la puissance se traduira par une erreur sur la mesure de la vitesse de rotation. Les sources DELs sont connues par leur bonne stabilité en puissance comparativement aux diodes lasers. Cette stabilité intrinsèque permet d'éviter tout contrôle éventuel de la puissance. La mesure de la puissance de notre DEL effectuée sur une durée de 10 heures est donnée en figure 4.3. La puissance moyenne mesurée est de $50 \mu W$ avec un écart type de $0,23 \mu W$. Nous remarquons qu'il n'existe pas de dérive à long terme ce qui est un avantage.

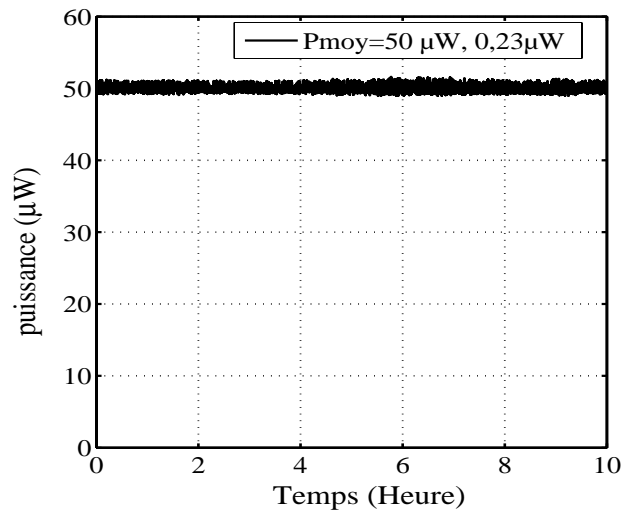


Figure 4.3 Test de la stabilité de la DEL.

4.2.1.2 La bobine de fibre optique

La fibre choisie pour la réalisation de la bobine du gyroscope est une fibre multimode standard des télécommunications à saut d'indice. Les caractéristiques techniques de cette fibre sont les suivantes :

- **Matériau cœur/gaine :** silice/silice ;
- **Longueur d'onde de travail :** 780 nm à 890 nm ;
- **Diamètre du cœur :** $50 \pm 3 \mu m$;
- **Diamètre de la gaine :** $125 \pm 2 \mu m$;
- **Ouverture numérique :** $ON=0,22$;
- **Atténuation:** 5 dB/km à 850 nm (fibre non bobinée) ;
- **Indice de réfraction du cœur :** $n_1 = 1,497$.

Le nombre total de modes de cette fibre est $M=28$ modes et il est bien dans la plage 20 à 40 modes démontrée dans l'étude théorique.

La longueur de la fibre est principalement liée à la vitesse de rotation maximum que l'on souhaite mesurer. Pour un objectif de comparaison avec les travaux antérieurs, nous avons opté pour une longueur de fibre $L=1000\text{m}$. L'augmentation de la longueur est une cause d'augmentation des pertes, en particulier une fois que la fibre est bobinée. Le bobinage de la fibre, pour le premier prototype, est unipolaire (les spires sont enroulées dans le même sens) réalisé sur un support de diamètre $D=10\text{cm}$ (figure 4.4). La bobine est constituée de 20 couches de 160 tours chacune, ce qui nécessite une longueur totale de fibre de $L=1031\text{m}$ au lieu de $L=1000\text{m}$.

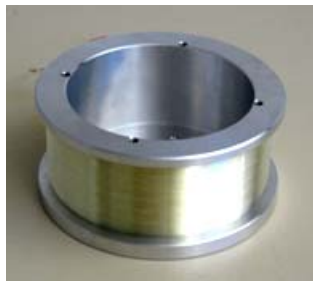


Figure 4.4 Bobine de fibre enroulée sur un disque en aluminium.

Après avoir réalisé la bobine, nous avons mesuré sa longueur en utilisant un réflectomètre (OTDR). La longueur indiquée par ce dernier est $X_2-X_1=1017\text{m}$ à la longueur d'onde $\lambda = 1310\text{ nm}$ (figure 4.5). Après correction de la mesure (indice effectif dépendant de la longueur d'onde), la longueur totale de la fibre est $1027 \pm 4\text{m}$.

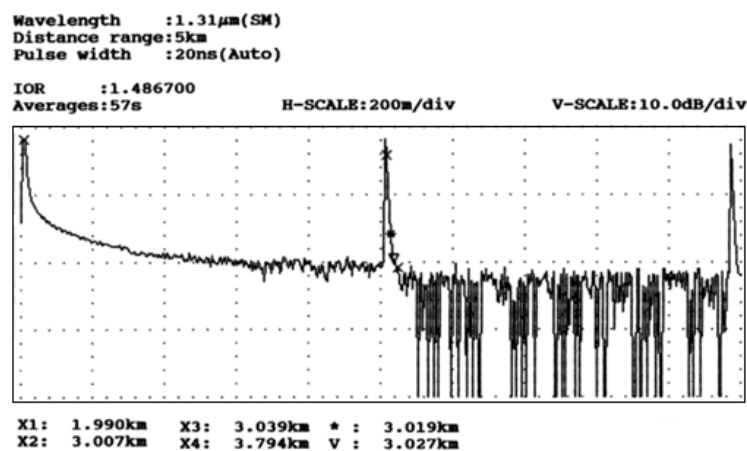


Figure 4.5 Mesure réalisée sur la bobine via le réflectomètre

4.2.1.3. Le modulateur de phase piézoélectrique (PZT)

Le modulateur de phase, utilisé pour la détection synchrone, est constitué d'un tube de matériau piézoélectrique sur lequel sont enroulés plusieurs tours de fibre optique. Lorsqu'une tension est appliquée au PZT, celui-ci se dilate, il se développe une force qui provoque l'étirement de la fibre, engendre une modulation du chemin optique et par conséquent une modulation de phase de l'onde qui parcourt la fibre. Pour réaliser la modulation, la tension utilisée est sinusoïdale. Le déphasage provoqué par une tension V appliquée au PZT est donné par [98]:

$$\Delta\phi = 4\pi^2 \frac{N_p VC}{\lambda} \left[n + \frac{n^3}{2}(1 + \nu) \left((p_{11} + p_{12}) \frac{a}{2R_p} - p_{12} \right) \right] \quad (4.1)$$

avec N_p le nombre de tours de la fibre, C un paramètre qui dépend du matériau, λ longueur d'onde, n l'indice de réfraction, ν ratio de Poisson de la fibre, p_{ij} les coefficients d'élasticité de la fibre, a le rayon de la fibre et R_p le rayon du PZT.

Les caractéristiques du PZT que nous avons utilisé (figure 4.6) sont les suivantes :

- **Dimension** : $L \times OD \times ID = 30 \times 20 \times 18$ mm ;
- **Dilatation maximale** : 8 μ m axial, 5 μ m radial ;
- **Coefficient de dilation** : $d_{31} = 200$ pm/V;
- **Fréquences de résonance radiale** : 49 kHz.

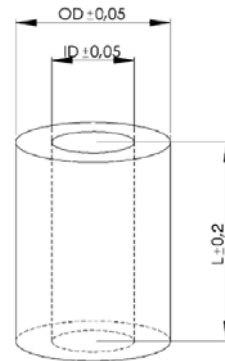


Figure 4.6 Tube piézoélectrique utilisé comme modulateur

La dilatation radiale du PZT est donnée par la formule :

$$\Delta R_p = d_{31} \frac{V}{e} R_p \quad (4.2)$$

avec d_{31} le coefficient d'élasticité et e l'épaisseur de la paroi.

Nous cherchons à déterminer le nombre de tours de fibre à enrouler autour du PZT pour obtenir la valeur désirée pour l'indice optimal de modulation ($\phi_{eff} = 1.84$ rad) en utilisant une tension de modulation inférieure à 5 Volt. En remplaçant par les valeurs numériques $v = 0,17$, $p_{11} = 0,121$, $p_{12} = 0,270$ et $n = 1,497$, $C = d_{31} = 200$ pm/V, $\lambda = 850$ nm dans l'expression (4.2) on obtient :

$$\Delta\phi = 1,29.10^{-2} N_p V \quad (4.3)$$

D'où le nombre de tours en fonction de la tension :

$$N_p = \frac{140}{V} \quad (4.4)$$

Pour une tension $V = 5$ Volt, nous obtenons un nombre de tours $N_p = 28$ tours.

4.2.1.4. Le photodétecteur

Le photodétecteur utilisé est une photodiode PIN en silicium avec fibre amorce multimode. Elle présente les caractéristiques suivantes :

- **Diamètre de la surface active** : 500 μ A ;
- **Type de fibre** : fibre multimode SI 50/125, $ON=0,22$;
- **Longueur d'onde de travail** : 850 nm ;
- **Sensibilité** : 0,54 A/W ;
- **Efficacité quantique** : $\eta = 0,8$

La conception du circuit de détection est très importante, car le signal en sortie est de faible contraste. Il existe deux modes de fonctionnement pour une photodiode, le mode photoconductif (polarisé) et le mode photovoltaïque (non polarisé). Pour éliminer le bruit dû au courant d'obscurité de la photodiode et augmenter la

sensibilité du gyroscope, nous avons opté pour le mode photovoltaïque qui est caractérisé par un courant d'obscurité nul.

L'utilisation d'un amplificateur transimpédance différentiel pour la photodiode permet de réduire le bruit de grenaille (figure 4.7). En effet, ce bruit sera vu comme un mode commun à l'entrée il aura un effet de rejection à la sortie de l'amplificateur. Cependant, les valeurs des composants de rétroaction, capacités et résistances doivent être choisies de façon à satisfaire la condition de stabilité et de minimiser le bruit propre de l'amplificateur.

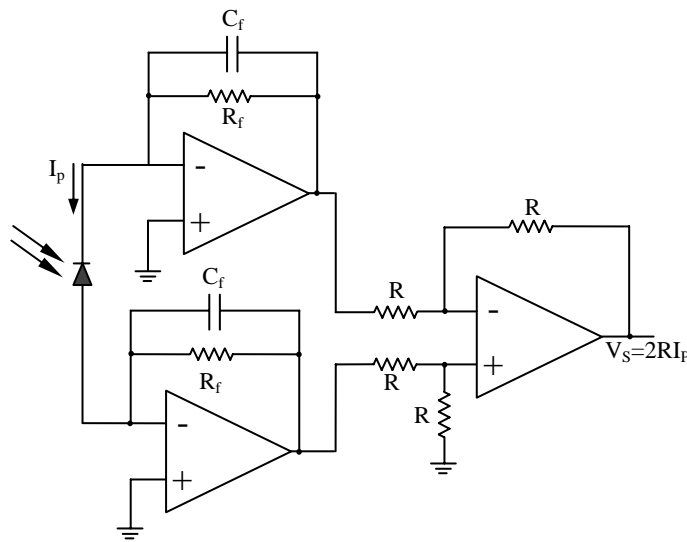


Figure 4.7 Schéma du circuit de l'amplificateur transimpédance différentiel

Nous avons utilisé un amplificateur opérationnel à faible bruit (OP27) qui présente un produit gain-bande passante $GPB=8$ MHz, une capacité de jonction $C_j=10$ pF et une capacité d'entrée $C_A=2,5$ pF. La valeur de la capacité C_F qui minimise le bruit de l'amplificateur se calcule en utilisant :

$$C_F = \sqrt{\frac{C_j + C_A}{2\sqrt{2}GPBR_F}} = 0,42 \text{ pF} \quad (4.5)$$

avec la résistance de contre réaction $R_F=1 \text{ M}\Omega$.

4.2.1.5. Les coupleurs

Les deux types de coupleurs utilisés sont basés sur deux principes de fabrications différents. Le premier type est un coupleur fabriqué en technologie dite micro-optique et le deuxième est réalisé par la technique dite fusion/étirage. Cette dernière, permet de réaliser des coupleurs à bas coûts et de moyennes performances. On détaillera dans la suite le principe de fabrication et on donnera les caractéristiques des coupleurs.

- **4.2.1.5.1. Le coupleur micro-optique**

Le coupleur est de type Y. Il possède une fibre multimode d'entrée et deux fibres de sortie. La lumière est collimatée par des microlentilles GRIN (lentille à gradient d'indice). La séparation de la lumière est assurée par un micro-miroir diélectrique qui réfléchit 50% de la lumière vers la fibre de sortie 1 et transmet 50% de la lumière vers la fibre de sortie 2, comme le montre la figure 4.8.

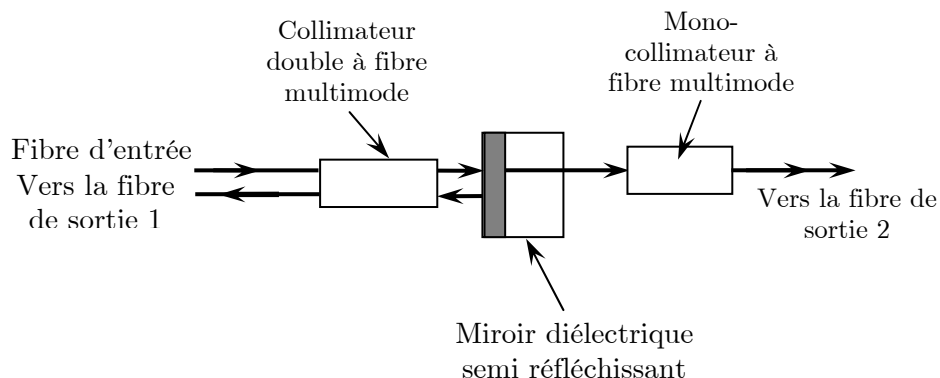


Figure 4.8 Schéma explicatif du fonctionnement du coupleur micro-optique.

Les principales caractéristiques du coupleur sont :

- **Longueur d'onde de travail** : 810-890 nm ;
- **Type de ports** : 1×2 (Y) ;
- **Type de fibre** : fibre multimode à saut d'indice (SI 50/125) ;
- **Perte d'insertion** : <3,7 dB (avec connecteur).

4.2.1.5.2. Le coupleur fusion/étirage

Le procédé de fabrication de ces coupleurs consiste en trois opérations :

- Vrillage des fibres ;
- Chauffage des fibres jusqu'au ramollissement de la silice et la diminution de la viscosité (1300 à 1700 °C).
- Étirage des fibres sur les zones chauffées.

Les caractéristiques techniques du coupleur sont :

- **Longueur d'onde de travail** : 850 nm ;
- **Type de ports** : 1×2 ;
- **Type de fibre** : fibre multimode à saut d'indice (SI 50/125) ;
- **Perte d'insertion** : 3,5 à 4 dB.

4.2.1.5.3. Caractérisation des coupleurs

Comme nous l'avons vu précédemment, l'obtention de meilleures performances nécessite l'utilisation d'un coupleur symétrique. La notion de symétrie utilisée ici est définie comme étant la capacité du coupleur à maintenir en sorties des distributions modales identiques à la distribution excitée à l'entrée.

Pour vérifier leur symétrie, nous avons utilisé un dispositif expérimental dont le principe consiste à exciter un nombre limité de modes à l'entrée du coupleur, puis de comparer les distributions modales obtenues en sorties. L'excitation d'un nombre limité de modes à l'entrée est obtenue en réalisant l'injection avec un angle donné par rapport à l'axe de la fibre. Théoriquement, en l'absence de couplage de modes une telle injection donne en sortie de la fibre des anneaux de lumière.

Dans un coupleur, la présence d'une zone de couplage modifie sur la distribution modale. Cette zone de couplage diffère selon le principe utilisé pour réaliser le coupleur.

Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure 4.9. L'entrée du coupleur est excitée avec une lumière laser, un laser He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$). Ce dernier est placé

sur une table rotative motorisée permettant de choisir l'angle d'injection désiré. L'observation du faisceau en sortie du coupleur est effectuée en champ lointain avec une caméra CCD (un analyseur de faisceau).

Pour vérifier l'effet de la présence de couplages de modes sur l'évolution de la distribution modale d'entrée, nous avons comparé tout d'abord les distributions obtenues en sorties d'un tronçon de fibre multimode à saut d'indice avec celle d'un mélangeur de modes basé sur des microcourbures. Le test est réalisé pour différentes valeurs de l'angle d'injection α (figure 4.10).

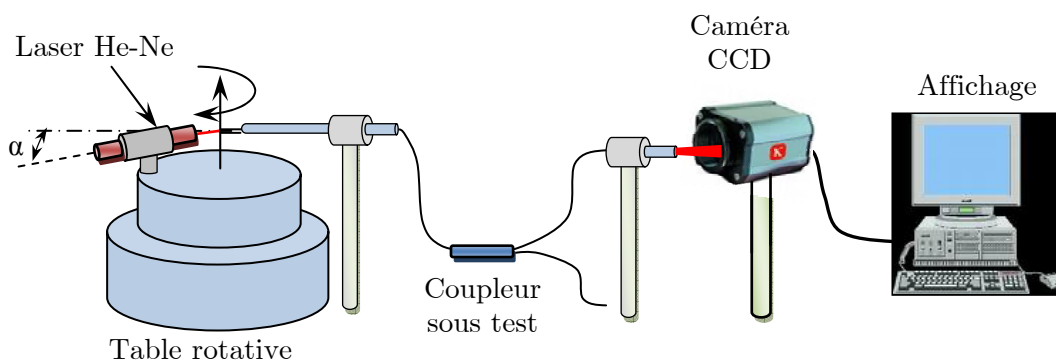


Figure 4.9 Dispositif expérimental utilisé pour caractériser la symétrie des coupleurs

En absence de couplages de modes (cas du tronçon de fibre), la distribution obtenue en sortie est en forme d'anneaux et correspond bien à la distribution excitée à l'entrée. Par contre, en présence de couplages de modes (cas du mélangeur de modes), les distributions obtenues en sortie, pour les différentes valeurs de l'angle d'excitation, sont modifiées et deviennent indépendantes des conditions d'injection.

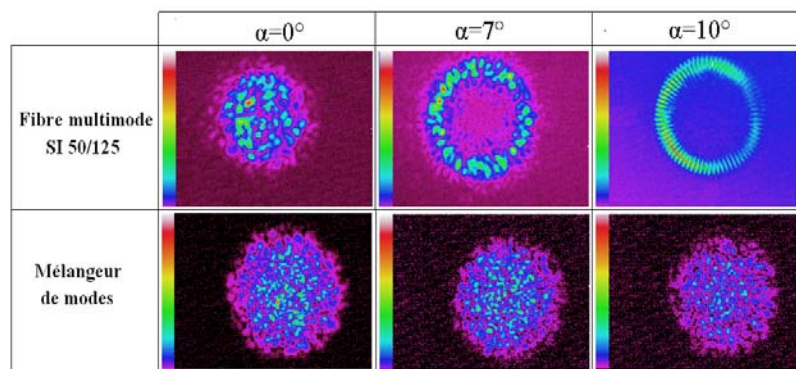


Figure 4.10 Distributions obtenues en sortie de la fibre multimode et du mélangeur de modes

Concernant les deux coupleurs, l'excitation est effectuée avec un angle d'incidence $\alpha = 7^\circ$. D'après le résultat de la figure 4.11, nous remarquons que les distributions obtenues sur les deux sorties du coupleur micro-optique (en forme d'anneaux) sont identiques à celle de l'entrée. En effet, les mêmes modes sont excités sur les deux sorties, ce qui démontre la symétrie du coupleur micro-optique. Par contre, les distributions obtenues pour le coupleur fusion/étirage sont modifiées par rapport à celle de l'entrée. À première vue, les deux distributions en sorties semblent être identiques, mais les modes excités sur les deux sorties ne sont pas forcément les mêmes.

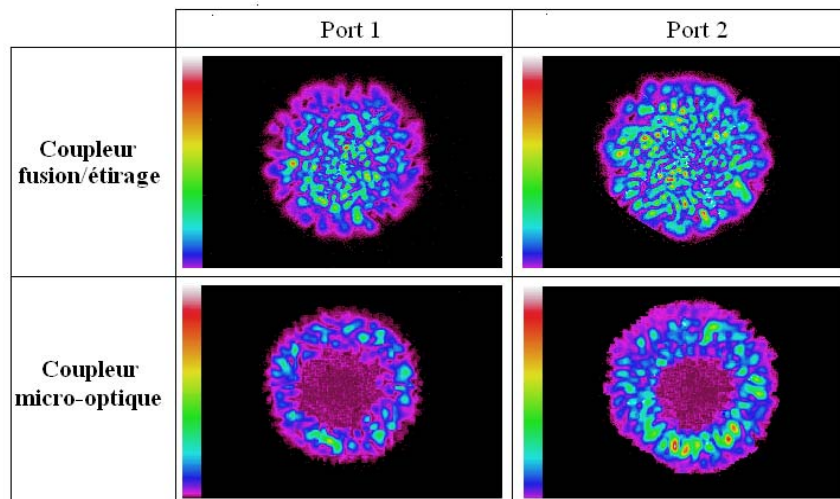


Figure 4.11 Distributions obtenues en sorties des deux coupleurs.

D'après ces résultats en plus de la fonction de couplage, le coupleur fusion/étirage présente un fonctionnement similaire à celui d'un mélangeur de modes. Cette propriété nous permet de l'utiliser du côté de la source afin d'assurer une excitation de l'interféromètre avec une distribution modale indépendante des conditions d'injection. Dans les travaux antérieurs, un mélangeur de modes a souvent été utilisé entre les deux coupleurs. L'utilisation du coupleur fusion/étirage à bas coût est la solution optimale qui assure à la fois la fonction de couplage et de mélangeur de modes.

4.2.2. Performances théoriques

À partir de la longueur de fibre choisie, de la dimension de la bobine et de la longueur d'onde de la source, nous pouvons sur la base du chapitre 3 déterminer quelques performances du gyroscope à savoir :

- Son facteur d'échelle optique ;
- Sa vitesse maximale sans ambiguïté ;
- Sa vitesse minimale théorique ;

Rappelons que la longueur totale de la fibre est $L=1031$ m, la longueur d'onde de la source est $\lambda_0 = 850$ nm. La bobine enroulée sur un support de diamètre $D=10$ cm est constituée de $n_{couche} = 20$ couches. Le rayon extérieur de la bobine :

$$R_2 = R_1 + n_{couche} d_{fibre} = 5,5 \text{ cm} \quad (4.6)$$

avec $d_{fibre} = 250 \mu\text{m}$ diamètre total de la fibre et $R_1 = D/2$ le rayon intérieur de la bobine. Le rayon moyen de la bobine peut être calculé comme suit [37] :

$$R = \sqrt{\frac{R_1^2 + R_1 R_2 + R_2^2}{3}} = 5,25 \text{ cm} \quad (4.7)$$

4.2.2.1. Le facteur d'échelle optique

Le facteur d'échelle optique est donné par :

$$k_{opt} = \frac{4\pi RL}{\lambda c} = 2,667 \text{ s} \quad (4.8)$$

4.2.2.2. Vitesse maximale sans ambiguïté

La vitesse maximale sans ambiguïté est définie par :

$$|\Omega_{max}| = \frac{\lambda c}{8RL} = \frac{\pi}{2k_{opt}} = 0,5889 \text{ rad/s} = 33,741^\circ/\text{s} \quad (4.9)$$

Donc, le gyroscope peut mesurer sans ambiguïté des vitesses dans la plage $[-33,741^\circ/\text{s}, +33,741^\circ/\text{s}]$

4.2.2.3. Vitesse minimale détectable

En tenant compte du contraste du signal $C(M)$, la vitesse minimale détectable (vitesse équivalente au bruit) à la limite du bruit quantique est donnée par :

$$\Omega_{\min} = \frac{\lambda c}{4\pi RLC(M)} \sqrt{\frac{2h\nu B}{\eta P_{\text{moy}}} \frac{1 + J_0(\phi_{\text{eff}})}{J_1(\phi_{\text{eff}})}} \quad (4.10)$$

avec $\frac{1 + J_0(\phi_{\text{eff}})}{J_1(\phi_{\text{eff}})} = 2,26$ pour $\phi_{\text{eff}} = 1,84$ rad.

Sachant que la source délivre une puissance totale $P=50$ μW et que l'atténuation totale due à la fibre et aux coupleurs est de 22 dB (rapport de couplage inclus), la puissance moyenne reçue est $P_{\text{moy}}=320$ nW. Si on suppose que le contraste $C(M)=0,02$, la vitesse minimale détectable est de :

$$\frac{NE\Omega}{\sqrt{B}} = 11,80 \frac{^\circ\text{h}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (4.11)$$

Dans la pratique, d'autres types de bruit interviennent et par conséquent la valeur réelle sera supérieure.

4.2.3. Montage expérimental

4.2.3.1. Description du montage

Le premier prototype réalisé est représenté sur la figure 4.12. Dans cette première version, nous avons utilisé du côté de la source le coupleur par fusion/étirage et du côté de la bobine le coupleur en technologie micro-optique. Le bobinage de la fibre est unipolaire (simple). Le modulateur est piloté par une tension sinusoïdale d'amplitude 3,7 Volt et de fréquence 6,7 kHz. Cette fréquence est obtenue en maximisant l'amplitude du signal d'interférence détecté.

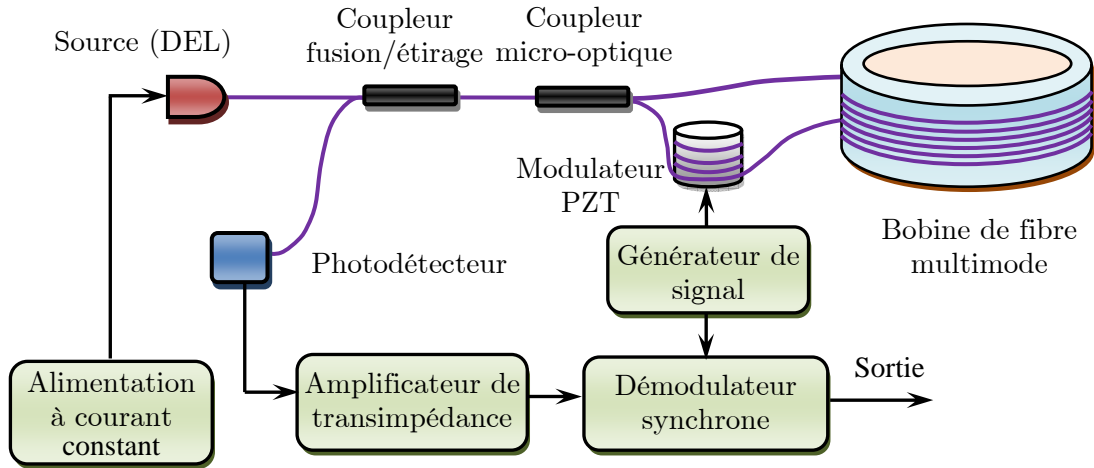


Figure 4.12 (a) Schéma du montage de la première version du gyroscope.

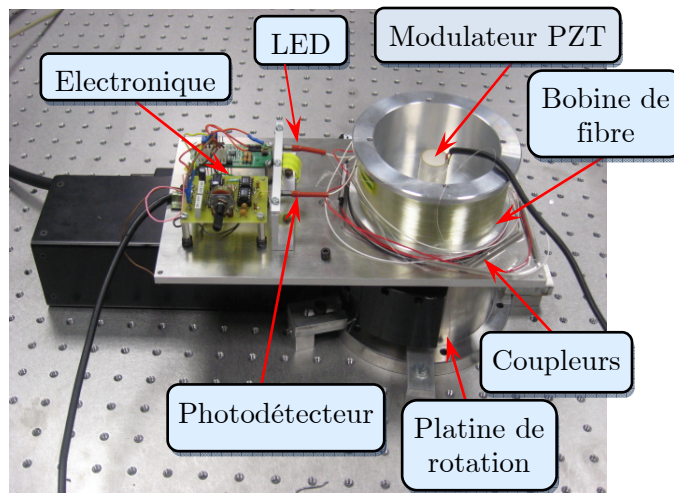


Figure 4.12 (b) Photographie du premier prototype

4.2.3.2. Banc de caractérisation des performances

Le banc expérimental utilisé pour la caractérisation du gyroscope est schématisé sur la figure 4.13. Il comporte les éléments suivants:

- Une platine de rotation motorisée sur laquelle est placé notre gyroscope ;
- Une alimentation stabilisée qui délivre +8 et -8 Volt et qui sert à alimenter les circuits électroniques ;
- Un démodulateur synchrone qui permet de fournir une mesure de la vitesse de rotation en démodulant le signal reçu du photodétecteur ;

- Un GBF qui délivre à la fois le signal de modulation qui pilote le modulateur PZT et le signal de référence pour le démodulateur synchrone ;
- Un oscilloscope numérique qui permet la visualisation des différents signaux ;
- Un système d'acquisition externe par USB (DAQ U2500A) pour enregistrer la dérive du biais du gyroscope à long terme ;

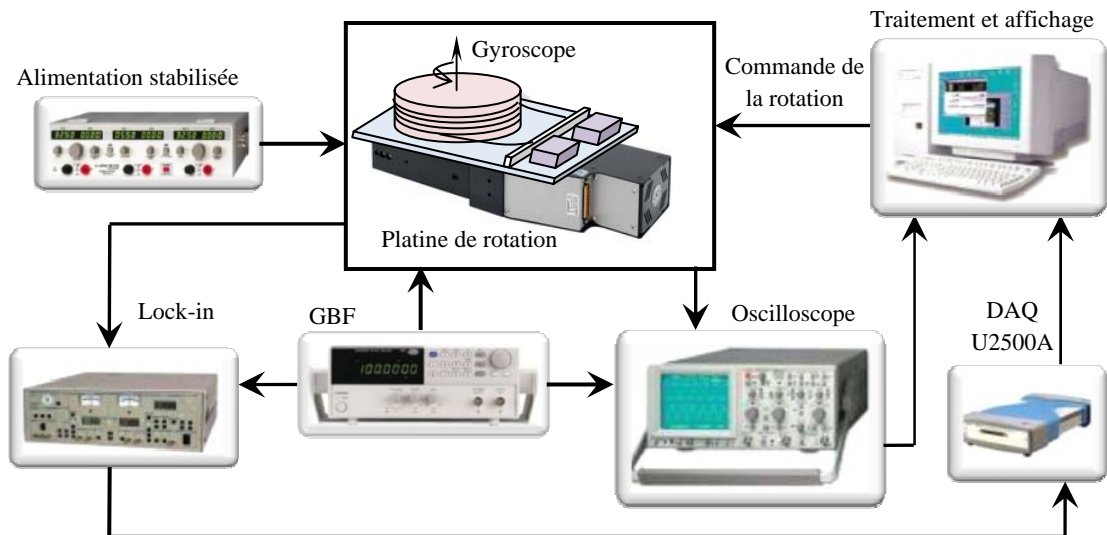


Figure 4.13(a) Schéma du banc de caractérisation de performances

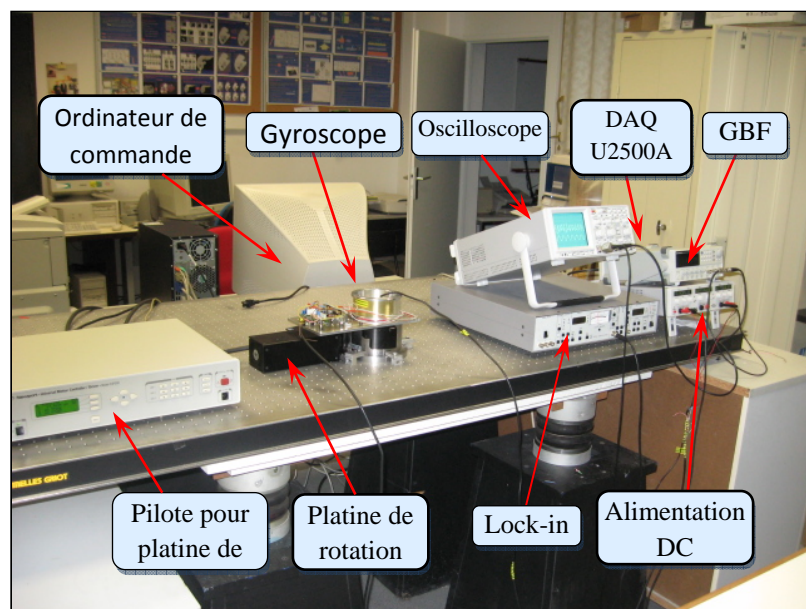


Figure 4.13(b) Photographie du banc de caractérisation de performances

4.2.4. Caractérisation des performances

Nous présentons dans ce qui suit en détail les résultats des tests et de caractérisation des performances. Les tests réalisés sont :

- Visualisations des signaux d'interférences en absence et en présence de rotations ;
- Test de fonctionnement ;
- Caractéristique d'entrée-sortie du gyroscope ;
- Mesure du bruit en fonction de la constante de temps du lock-in ;
- Mesure du biais;
- Mesure de l'effet de la température sur la dérive du biais.

Nous allons présenter en détail les résultats des tests et de la caractérisation des performances de la version utilisant un coupleur micro-optique. Concernant la version utilisant un coupleur par fusion et étirage, nous donnerons seulement la mesure du biais et l'effet de température. Nous donnerons à la fin du chapitre une comparaison entre les performances des différentes versions réalisées.

4.2.4.1. Bilan de puissance

La puissance mesurée après chaque soudure d'un composant de la source au photodétecteur est illustrée sur la figure 4.14.

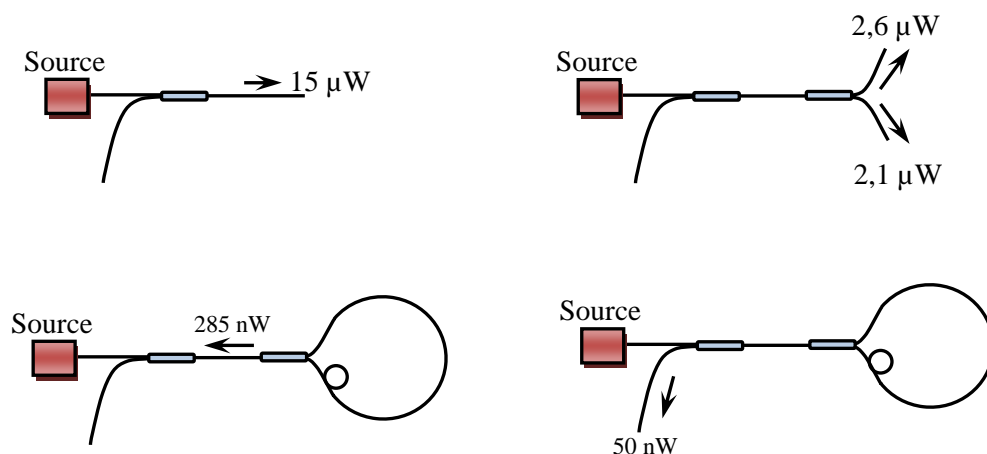


Figure 4.14 Bilan de puissance

La puissance reçue par le photodétecteur est de l'ordre de 50 nW, ce qui correspond à une atténuation totale de 29,5 dB. Par rapport à la valeur calculée précédemment (22 dB) cette atténuation inclut en plus l'atténuation par courbure de la fibre enroulée sur le modulateur. Dans, ce cas la vitesse minimale détectable devient :

$$\frac{NE\Omega}{\sqrt{B}} = 29,86 \frac{^\circ/\text{h}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (4.12)$$

4.2.4.2. Signal d'interférence

La figure 4.15(a) montre le signal d'interférence obtenu à l'arrêt avec modulation à la fréquence $f_m=6,7$ kHz. Le signal est représenté après filtrage de la composante continue à cause de la faible valeur du contraste mesurée qui est de 0,04. Le spectre de ce signal, obtenu par FFT, ne contient que les harmoniques pairs comme l'illustre la figure 4.15(b). En rotation, on remarque l'apparition des harmoniques impairs, en particulier le premier harmonique dont l'amplitude varie en fonction de la vitesse de rotation (figure 4.16). La mesure de l'amplitude de cet harmonique par démodulation synchrone fournit une mesure de la vitesse de rotation.

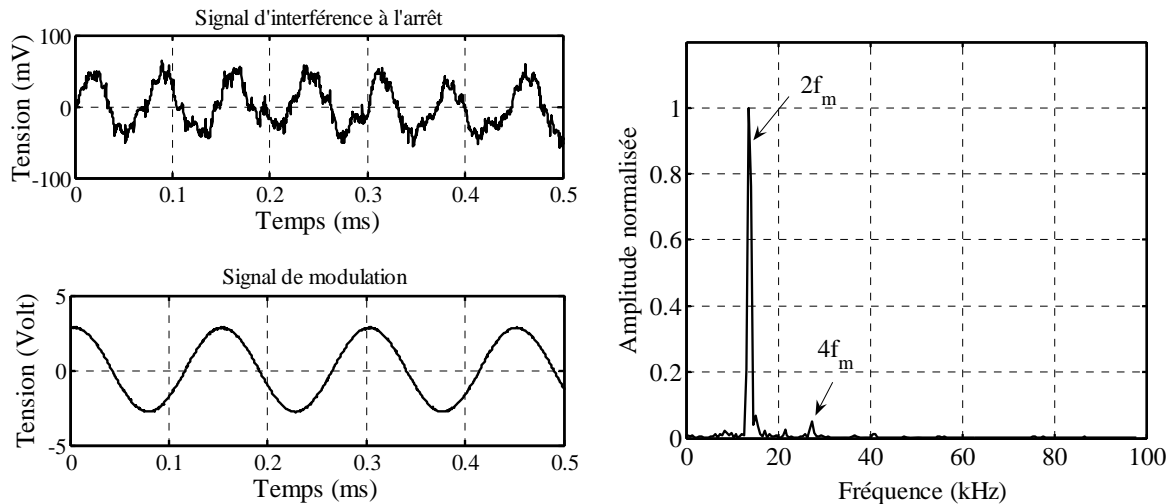


Figure 4.15 Signal d'interférence à l'arrêt

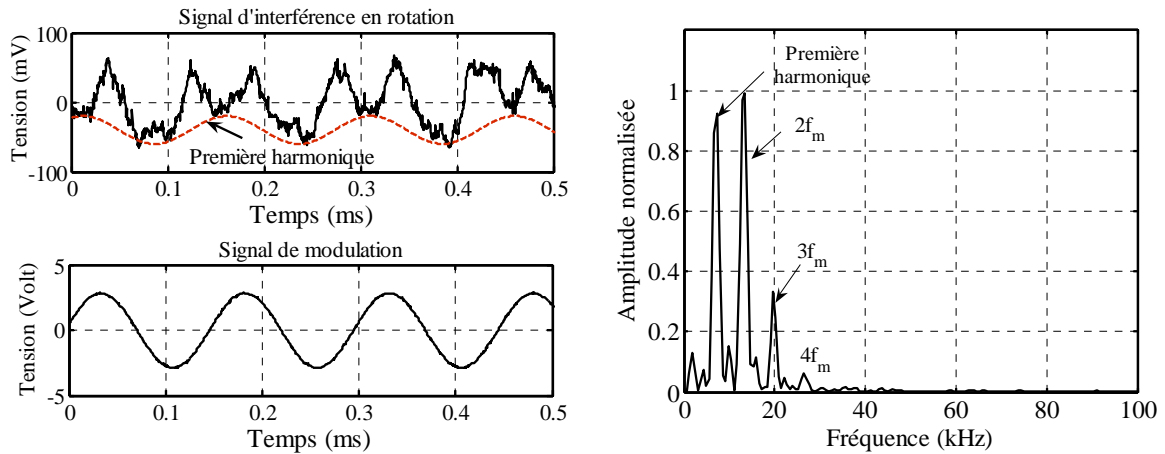


Figure 4.16 Signal d'interférence en rotation $\Omega = 10^\circ / s$

4.2.4.3. Tests de fonctionnement

Dans ce test, nous avons visualisé le signal démodulé à la sortie du lock-in pour différentes vitesses de rotation. La réponse du gyroscope pour une vitesse de rotation de $\Omega = 10^\circ / s$ appliquée dans les deux sens est montrée sur la figure 4.17(a). Un deuxième test concernant la réponse du gyroscope à l'amplitude de la vitesse de rotation est illustré sur la figure 4.17(b). Tous ces tests montrent que le gyroscope est sensible à l'amplitude et au sens de la vitesse de rotation. La constante de temps du lock-in utilisée est 30 ms.

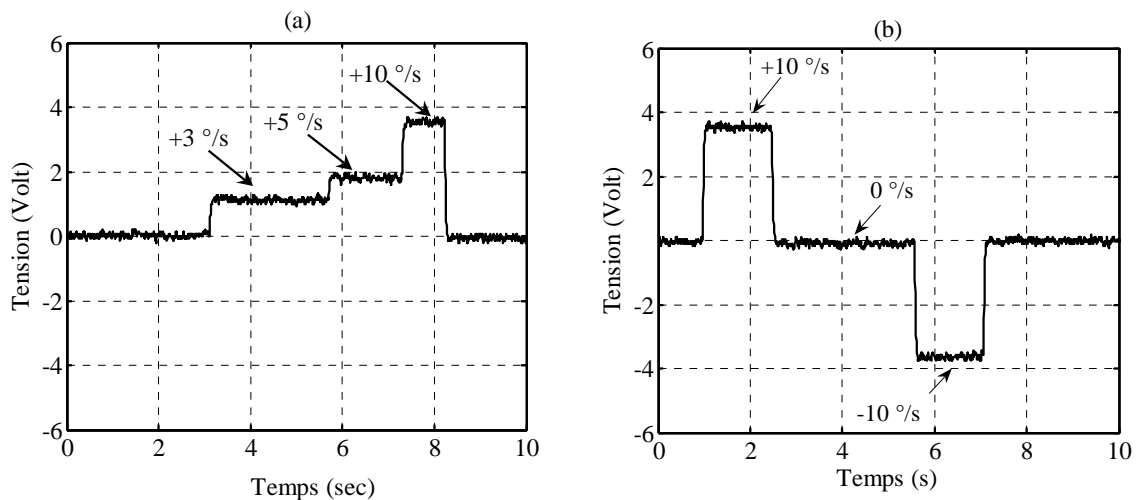


Figure 4.17 Réponse du gyroscope à différentes vitesses de rotation, (a)

$\Omega = +3, +5$ et $+10^\circ / s$, (b) $\Omega = \pm 10^\circ / s$

4.2.4.4. Caractéristique d'entrée-sortie

La caractéristique d'entrée-sortie (fonction de transfert) mesurée du gyroscope est représentée en figure 4.18. Elle est obtenue en mesurant la tension démodulée en fonction de la vitesse de rotation dans la plage $[-43^\circ/\text{s}, +43^\circ/\text{s}]$. Elle montre clairement la dépendance sinusoïdale de la tension mesurée en fonction de la vitesse de rotation, qui est une caractéristique d'un gyroscope à fibre optique fonctionnant en boucle ouverte. La vitesse maximale sans ambiguïté déduite de cette caractéristique est $\pm 33,7^\circ/\text{s}$ (en accord avec la théorie à 0,1% près). Le fonctionnement linéaire est limité à la plage $[-10^\circ/\text{s}, +10^\circ/\text{s}]$.

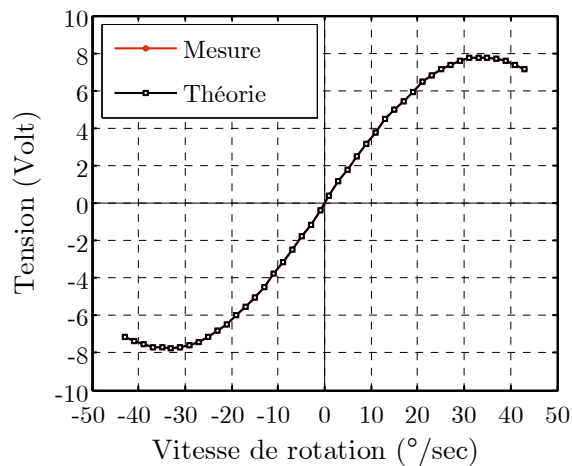


Figure 4.18 Caractéristique d'entrée-sortie du gyroscope

4.2.4.5. Vitesse minimale détectable

La vitesse minimale mesurable par le gyroscope dépend étroitement de la constante de temps d'intégration du lock-in. Cette dernière est en relation avec la bande passante du filtre passe-bas du démodulateur, c'est-à-dire la bande passante du système. Le principe de la mesure consiste à calculer l'écart-type de la vitesse de rotation équivalente au bruit pour les différentes valeurs de la constante de temps.

Nous avons effectué deux mesures, la première avec la source en marche et l'autre avec la source éteinte. La comparaison des deux mesures, nous renseigne sur les sources de bruit dans le système. En effet, dans le cas où la source est éteinte, seul le bruit électronique est présent (le bruit de grenaille est négligeable).

D'après le résultat obtenu en figure 4.19, le bruit dominant est le bruit électronique. L'effet du bruit de grenaille est négligeable même si la source est en marche, cela est dû à l'amplificateur transimpédance qui l'atténue à l'entrée du système. La vitesse minimale détectable décroît avec l'augmentation de la constante de temps. Ceci est logique, car l'augmentation de la constante de temps signifie un plus grand lissage du bruit ce qui engendre sa réduction.

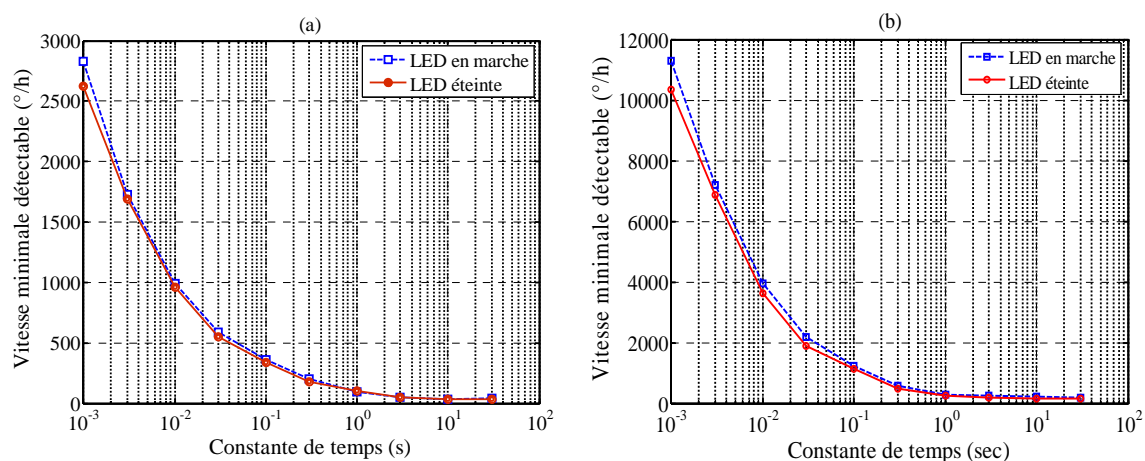


Figure 4.19 Vitesse minimale détectable en fonction de la constante de temps d'intégration, (a) version avec coupleur micro-optique, (b) version avec coupleur fusion/étirage

Concernant la version utilisant un coupleur micro-optique, nous avons mesuré une vitesse minimale détectable de $35 \text{ }^\circ/\text{s}$ pour une constante de temps de 1s. Pour une constante de temps de 0,1 s, la vitesse minimale détectable est de $300 \text{ }^\circ/\text{s}$. Pour les mêmes valeurs de constante de temps, la version utilisant un coupleur fusion/étirage présente une vitesse minimale détectable respectivement de $150 \text{ }^\circ/\text{s}$ et de $1500 \text{ }^\circ/\text{s}$.

4.2.4.6. Stabilité du facteur d'échelle

La stabilité du facteur d'échelle en fonction de la vitesse de rotation est donnée en figure 4.20. Pour les faibles vitesses de rotation, la stabilité est influencée par le bruit. Cette stabilité s'améliore avec l'augmentation de la vitesse. La valeur minimale est de 1500 ppm pour la version avec coupleur micro-optique et 5000 ppm pour l'autre version.

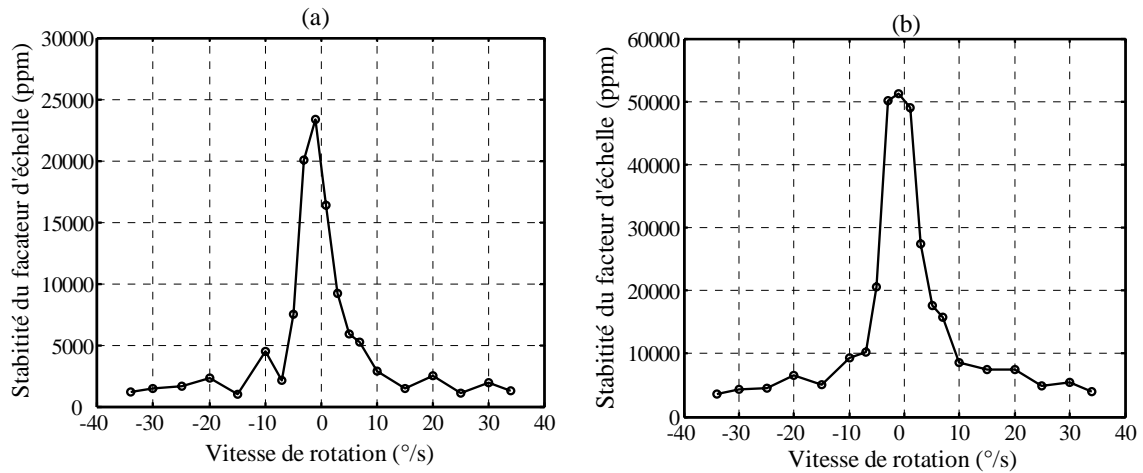


Figure 4.20 Stabilité du facteur d'échelle

4.2.4.7. Stabilité du biais et marche aléatoire angulaire

La figure 4.21 montre le biais du gyroscope mesuré au repos sur une durée de 14 heures et échantillonné à une fréquence de 3 Hz. Nous avons mesuré simultanément la température ambiante du laboratoire. Nous pouvons voir que le biais ne présente pas de dérive à long terme (> 2 heures). La dérive dominante est la dérive à court terme (1 heure) comme le montre le biais après filtrage. Cette dérive est de 350 °/s pour la version avec coupleur micro-optique et 1600 °/s pour la version avec coupleur fusion étirage. On peut remarquer également qu'il n'y a pas de corrélation entre la dérive du biais et les variations de température, ce qui démontre l'insensibilité du gyroscope à la température lentement variable dans le temps.

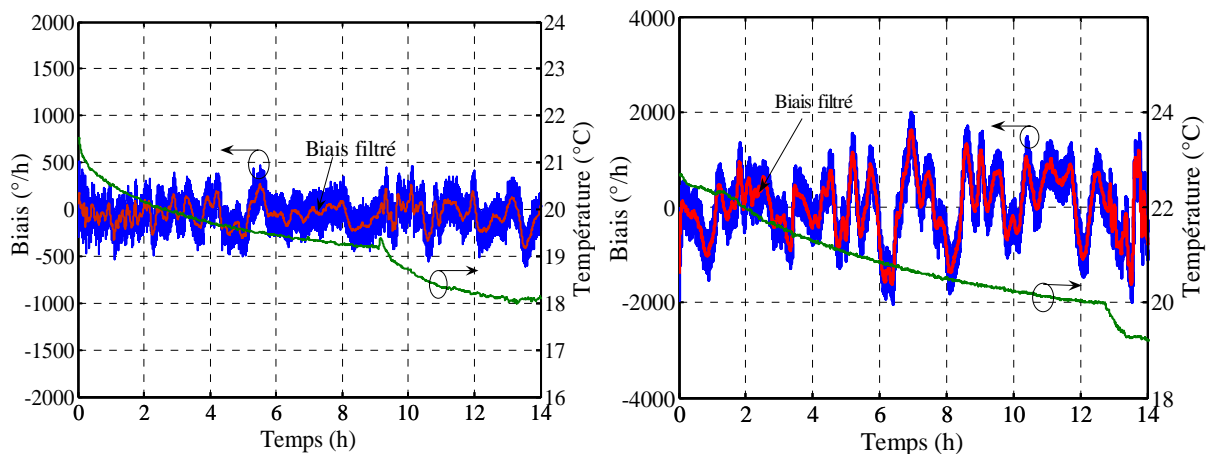


Figure 4.21 Biais à long terme, (a) version avec coupleur micro-optique, (b) version avec coupleur par fusion étirage

Les variances d'Allan calculées à partir des enregistrements des biais des deux versions sont représentées sur la figure 4.22. La stabilité du biais représentée par le minimum de la variance d'Allan est de $17^\circ/\text{s}$ pour la version avec le coupleur micro-optique et de $55^\circ/\text{s}$ pour la version avec le coupleur fusion/étirage. Concernant, la marche aléatoire angulaire elle est de respectivement $1,5^\circ/\sqrt{\text{h}}$ et $2,5^\circ/\sqrt{\text{h}}$. Cela signifie que l'incertitude sur la position angulaire après une intégration de la vitesse sur une durée de 1 heure est de $1,5^\circ$ et $2,5^\circ$ respectivement.

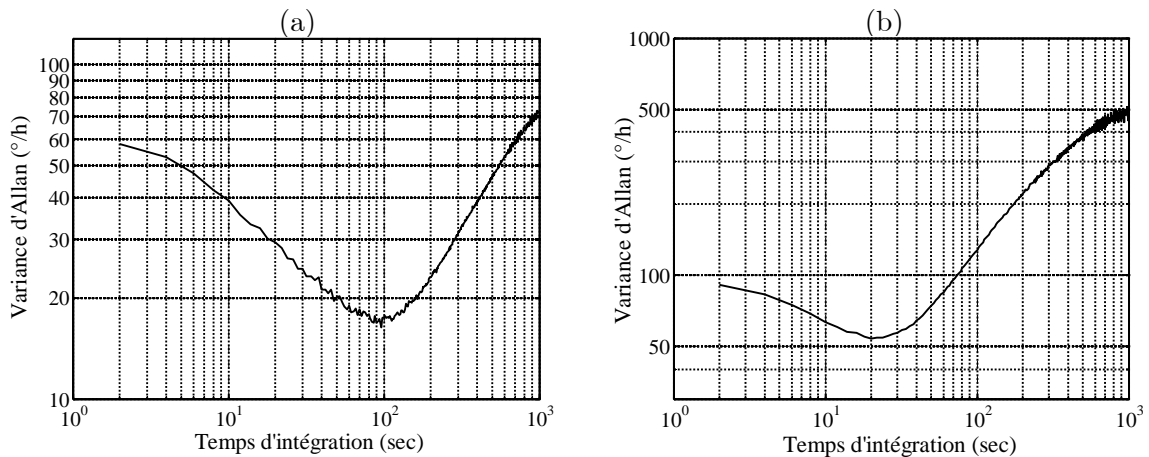


Figure 4.22 Variance d'Allan, (a) version avec coupleur micro-optique, (b) version avec coupleur fusion étirage

4.2.4.8. Effet de la température

Étant donné que les gyroscopes à fibre optique sont sensibles au gradient de température, nous avons fait subir au gyroscope un gradient de température en appliquant un flux d'air chaud directement sur la bobine de fibre. Dans la pratique, de tel gradient ne peuvent se produire à cause de l'isolation thermique. Le résultat du test est représenté sur la figure 4.23 qui montre qu'un gradient élevé de température influence sur le biais. On rappelle que le bobinage utilisé dans cette version est unipolaire (non symétrique), ce qui rend l'effet de température non réciproque.

Afin de démontrer que le gyroscope est sensible au gradient de température, nous avons représenté sur la figure 4.24 le biais et sa dérive par rapport au temps. L'analyse du graphe montre que cette sensibilité de $2000^\circ/\text{h}/(\text{C}^\circ/\text{s})$.

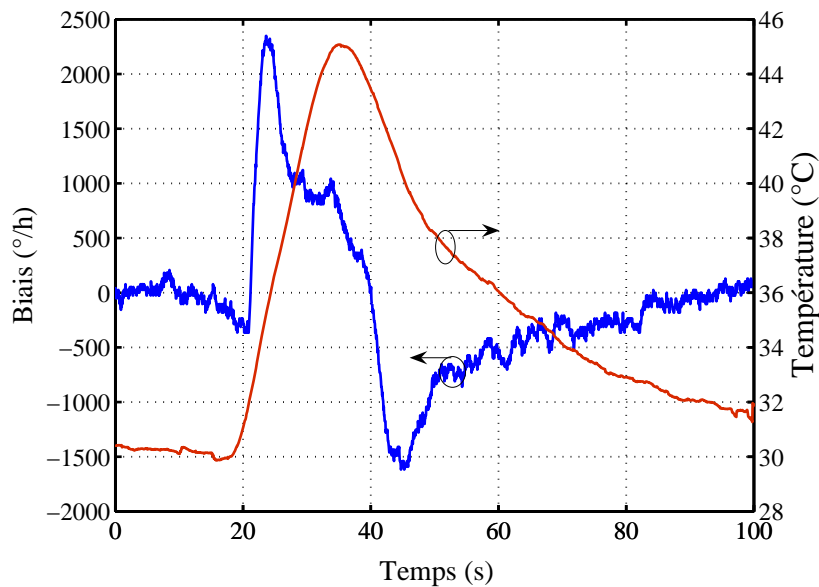


Figure 4.23 Effet de la température sur le biais

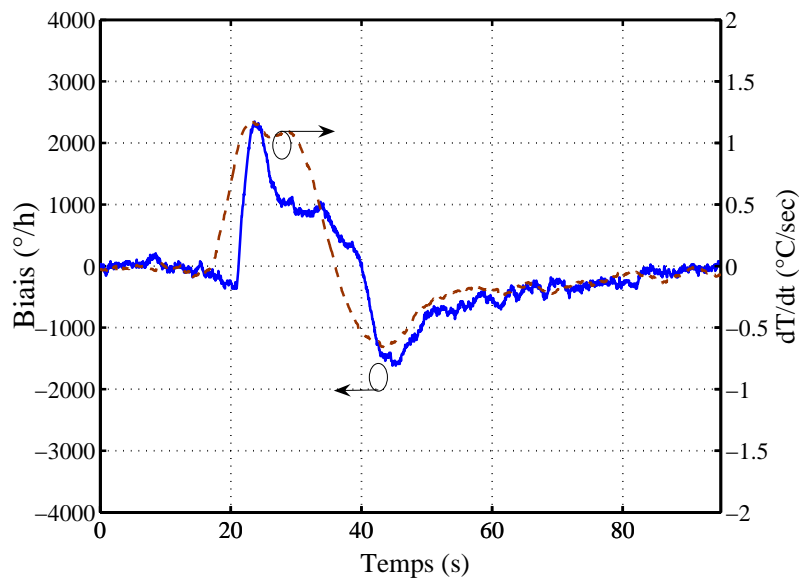


Figure 4.24 Relation entre la variation du biais et la dérivée de la température sans isolation

4.3. Prototype final

4.3.1. Description du montage expérimental

L'architecture du prototype final est illustrée en figure 4.25. Il est composé principalement de deux modules : le module optique et le module électronique. Par rapport à la première version, nous avons apporté les modifications suivantes :

- L'utilisation d'un bobinage symétrique (quadripolaire) pour améliorer la réciprocité ;
- L'utilisation d'une nouvelle source délivrant une puissance plus importante ;
- La réalisation d'une carte électronique pour traitement du signal ;
- L'isolation du dispositif de l'environnement (CEM, température, vibrations) ;

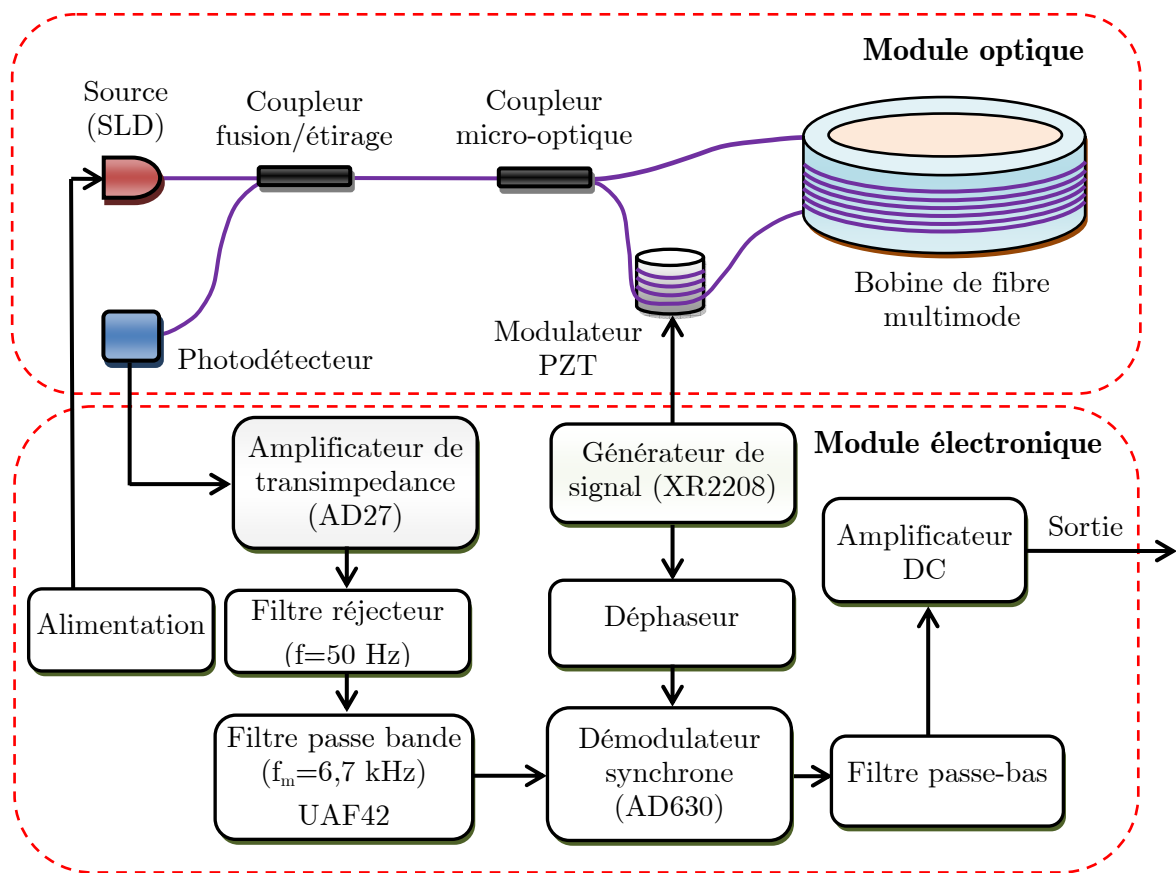


Figure 4.25 Schéma bloc du gyroscope réalisé

4.3.1.1. La nouvelle source

La nouvelle source est une diode laser superluminescente (SLD en anglais) qui émet à 850 nm. Elle possède une largeur spectrale à mi-hauteur de 50 nm et délivre une puissance de $600 \mu\text{W}$ en sortie d'une fibre monomode (SI 9/125). Cette fibre monomode nous évite d'utiliser un isolateur pour protéger la source contre la

puissance de retour. En effet, la puissance qui sort du circuit optique du gyroscope se divise en deux parties : une partie se dirige vers le photodétecteur et l'autre partie retourne vers la source. Dans ce cas, la perte de puissance, provoquée par le couplage d'une fibre multimode vers une fibre monomode, est très importante (de l'ordre de 40 dB).

4.3.1.2. La bobine de fibre quadripolaire

La bobine de fibre est réalisée en utilisant une nouvelle fibre dont les caractéristiques sont les suivantes :

- **Longueur d'onde de travail :** 850 nm;
- **Diamètre du cœur :** $50 \pm 3 \mu\text{m}$;
- **Diamètre de la gaine :** $125 \pm \mu\text{m}$;
- **Diamètre du revêtement :** $145 \mu\text{m}$;
- **Ouverture numérique :** $ON=0,218$;
- **Atténuation:** 1,7 dB/km à 850 nm ;

Cette fibre possède le même nombre de groupes de modes que la fibre utilisée dans la première version ($M=28$ modes). Sa longueur totale mesurée par OTDR est $L=1010,7$ m. La bobine est enroulée sur un support en plastique. C'est un bobinage quadripolaire ayant 12 couches de fibres. Son rayon moyen est $R=5,087$ cm (figure 4.26). Ce type de bobinage permet une distribution des perturbations symétriques par rapport aux deux extrémités du bobinage.

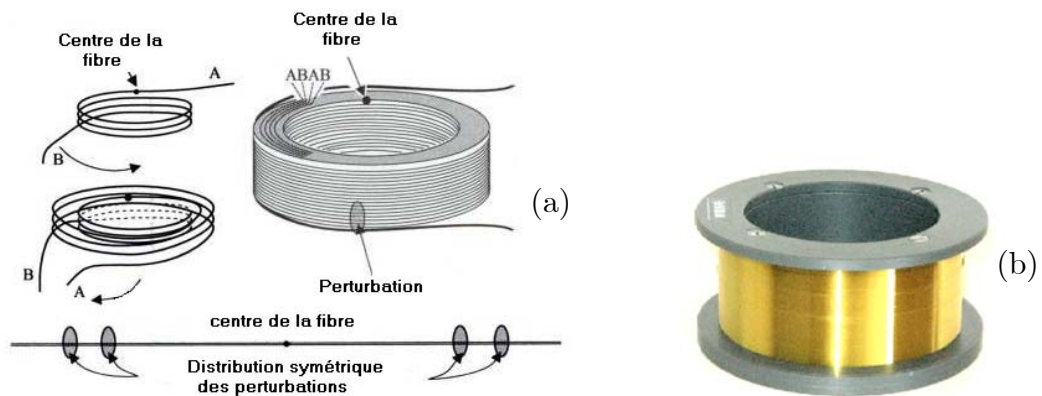


Figure 4.26 Bobine de fibre quadripolaire, (a) principe du bobinage, (b) bobine réalisée

4.3.1.3. Le module électronique

Le schéma du circuit de traitement analogique du signal est représenté sur la figure 4.27. Il est basé sur un fonctionnement en boucle ouverte produisant en sortie une tension proportionnelle à la vitesse de rotation. Il comprend les éléments suivants :

- Un amplificateur transimpédance qui permet de transformer le courant généré en une tension ;
- Un préamplificateur à faible bruit permettant de réduire la dégradation du signal ;
- Un filtre rejecteur qui élimine la composante de 50 Hz ;
- Un filtre passe-bande centré autour de la fréquence de modulation ;
- Un générateur de signal de modulation réalisé à partir du circuit intégré XR2208 ;
- Un amplificateur adaptateur permettant d'adapter le signal au PZT ;
- Un démodulateur synchrone à base du circuit intégré AD630 (modulateur/démodulateur équilibré) et d'un filtre passe-bas ;
- Un circuit déphaseur qui permet d'augmenter la sensibilité du dispositif en assurant une bonne synchronisation entre le signal de référence et le signal à démoduler.

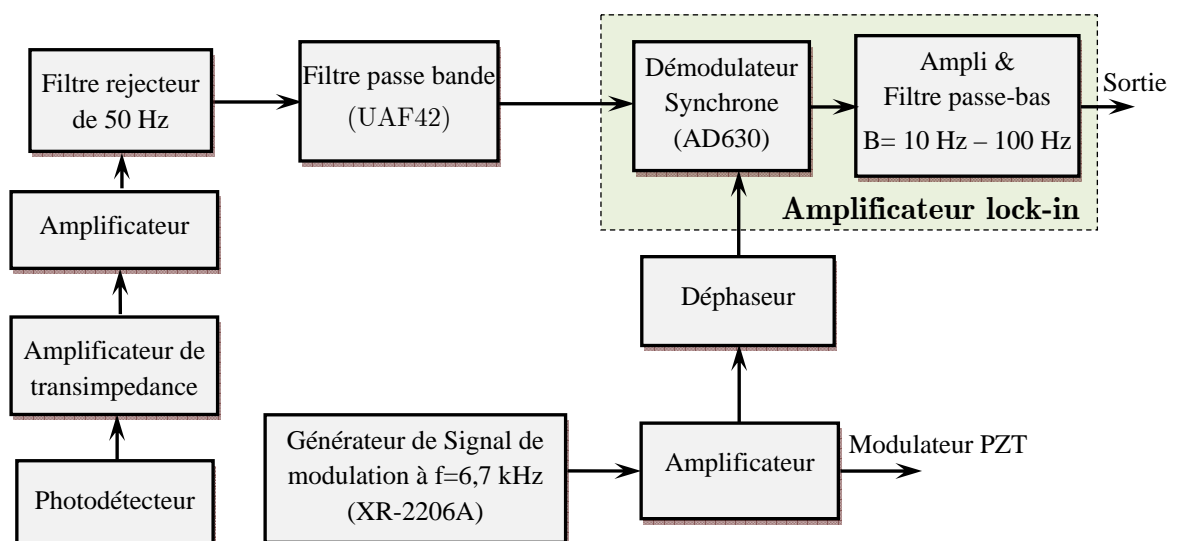


Figure 4.27 Schéma bloc du circuit de traitement du signal

4.3.1.4. Isolation thermique et électromagnétique

Afin d'isoler le dispositif des perturbations environnementales (CEM, variations de température et vibrations), les circuits optique et électronique sont placés dans une boîte métallique dont les parois internes sont recouvertes de liège comme le montre la figure 4.28.

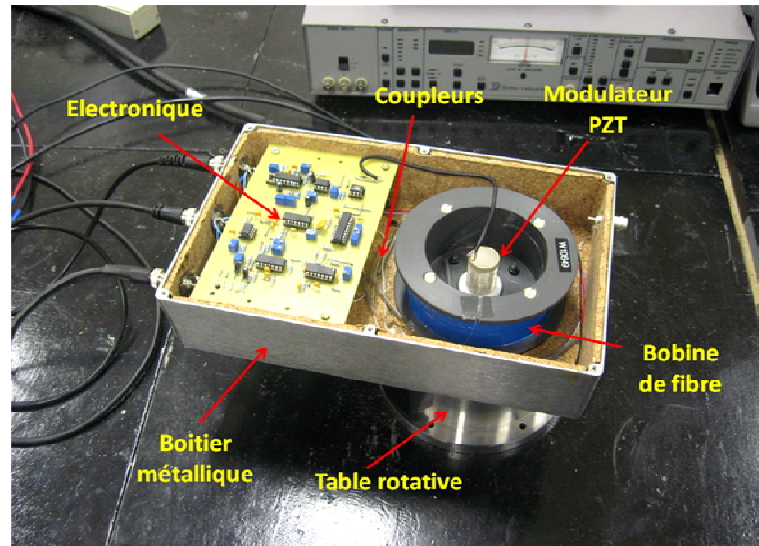


Figure 4.28 Photographie du prototype final, boîtier ouvert

4.3.1.5. Performances théoriques du prototype final

Sachant que l'atténuation totale dans le circuit optique du gyroscope est de l'ordre de 26 dB, la puissance reçue P_{moy} est de $1,5 \mu\text{W}$. Les performances théoriques de ce prototype final sont résumées dans le tableau 4.1.

Tableau 4.1 Performances théoriques du prototype final.

Caractéristique	Valeur
Contraste	0,02
Facteur d'échelle optique	2,5337 s
Vitesse maximale sans ambiguïté	$\pm 35,52^\circ / \text{s}$
Vitesse minimale	$5,74^\circ / \text{h} / \sqrt{\text{Hz}}$

4.3.1.6. Banc de caractérisation des performances

Pour tester le fonctionnement et déterminer les performances, le gyroscope est placé de manière similaire au premier prototype sur une table tournante dont la vitesse peut être contrôlée et mesurée par un ordinateur comme sur la figure 4.29. Dans la suite nous présentons les différents tests effectués pour caractériser les performances de l'appareil.

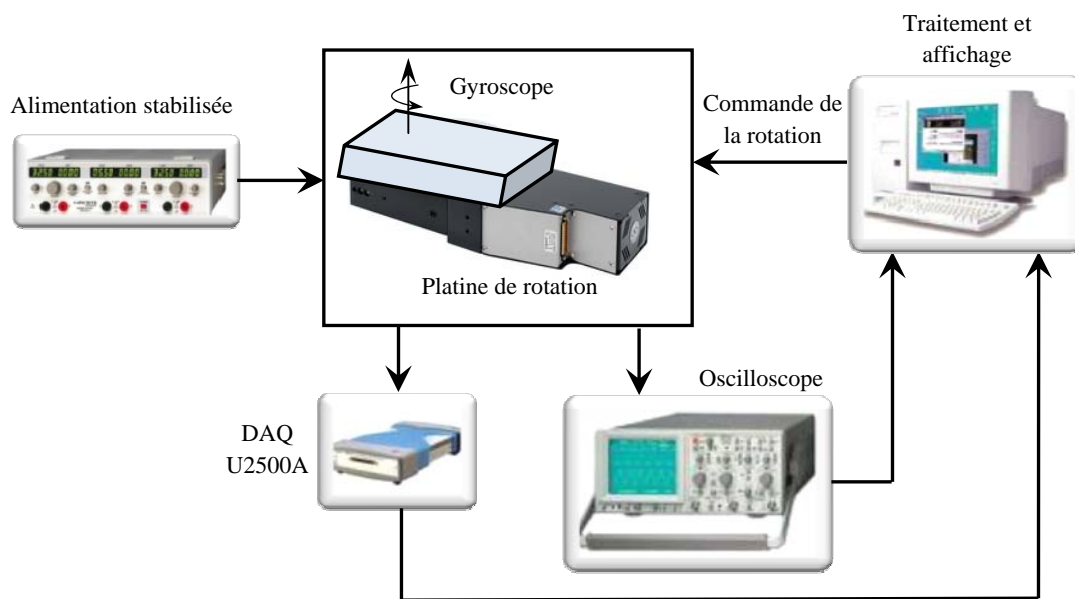


Figure 4.29 (a) Schéma du Banc de caractérisation des performances

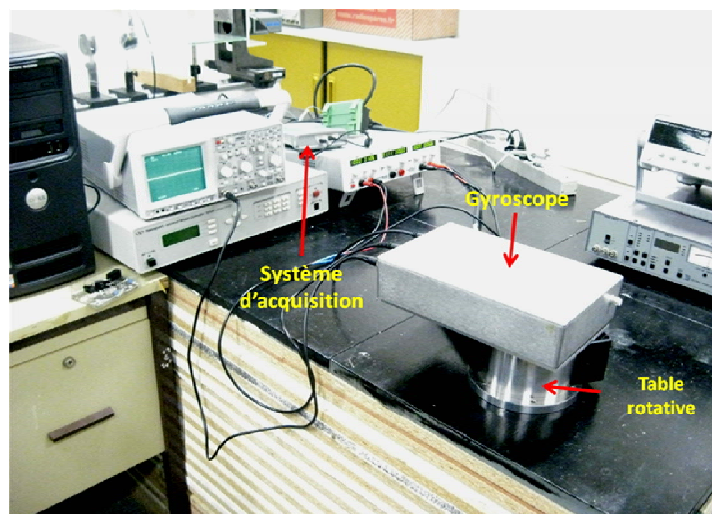


Figure 4.29 (b) Photographie du banc de caractérisation de performances

4.3.2. Résultats de caractérisation des performances

Afin de pouvoir comparer les performances du prototype final avec ceux du premier prototype, nous avons procédé aux mêmes tests.

4.3.2.1. Signal d'interférence

Les premiers tests effectués concernent la visualisation du signal d'interférence et la mesure du contraste. La figure 4.30(a) montre le signal d'interférence obtenu au repos ($\Omega = 0^\circ/\text{s}$) avec modulation à la fréquence $f_m = 6,7 \text{ kHz}$. Le contraste mesuré est de 0,04 et en raison de cette faible valeur, nous avons représenté le signal sans la composante continue. Comme le montre le spectre (figure 4.30(b)), la fréquence de ce signal est deux fois la fréquence de modulation.

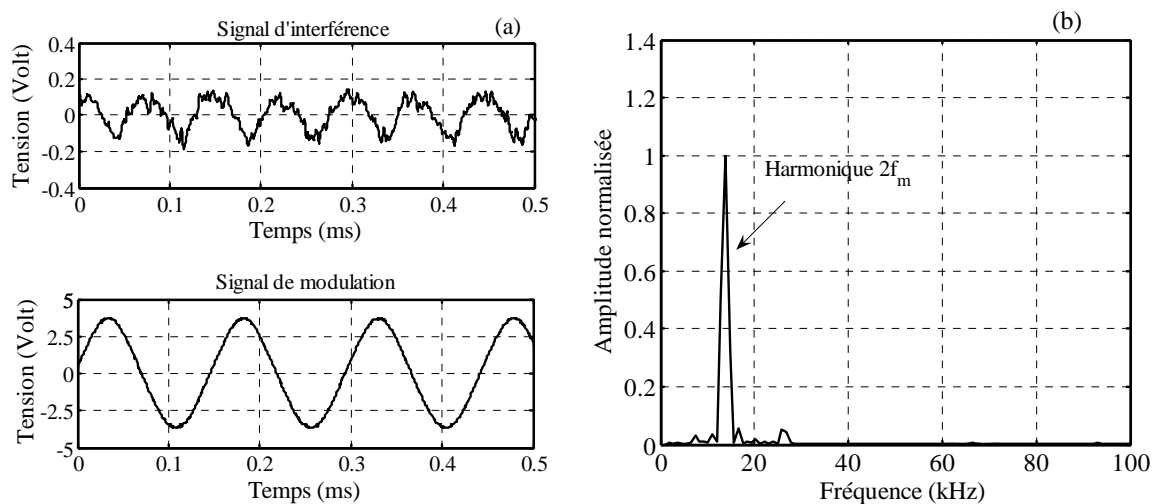


Figure 4.30 Signal d'interférence à l'arrêt, (a) représentation temporelle, (b) spectre du signal

Lorsqu'une vitesse de rotation est appliquée au gyroscope ($\Omega = 10^\circ/\text{s}$), on remarque l'apparition du premier harmonique dont l'amplitude est proportionnelle à la vitesse de rotation appliquée (figure 4.31).

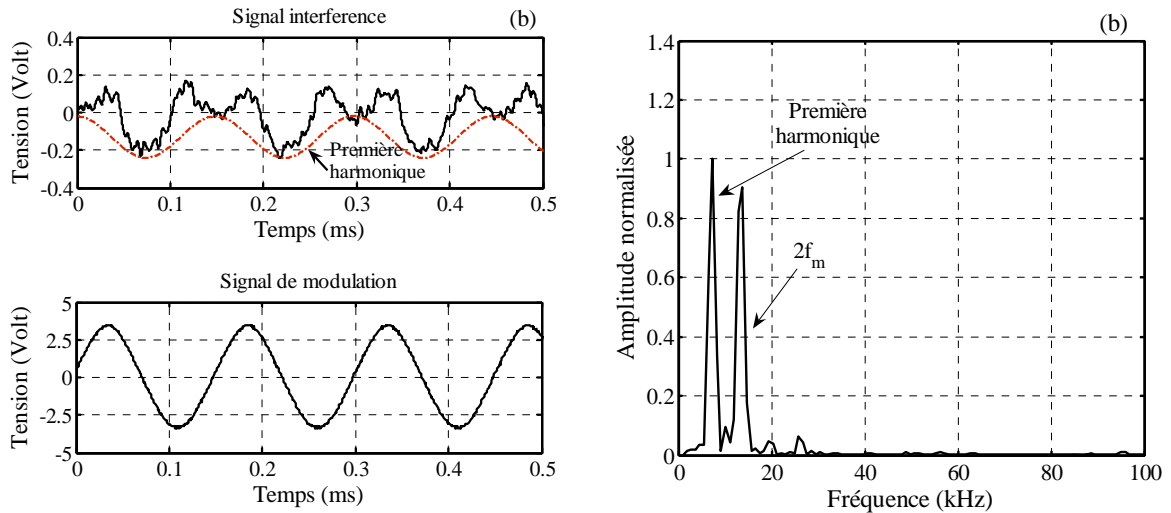


Figure 4.31 Signal en rotation, (a) représentation temporelle, (b) spectre du signal

4.3.2.2. Tests de fonctionnement

L'objectif de ce test est de montrer la capacité du gyroscope à mesurer la variation et le sens de la vitesse de rotation et de vérifier le bon fonctionnement. Pour cela, nous avons visualisé le signal en sortie pour différentes vitesses de rotation. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 4.32. Le résultat de la figure 4.32(a) est obtenu en appliquant un cycle de vitesse de $5^\circ/s$ dans les deux directions et celui de la figure 4.32(b) est obtenu pour des vitesses de rotation $+5$, $+10$ et $+15^\circ/s$. Ces résultats démontrent le bon fonctionnement du gyroscope.

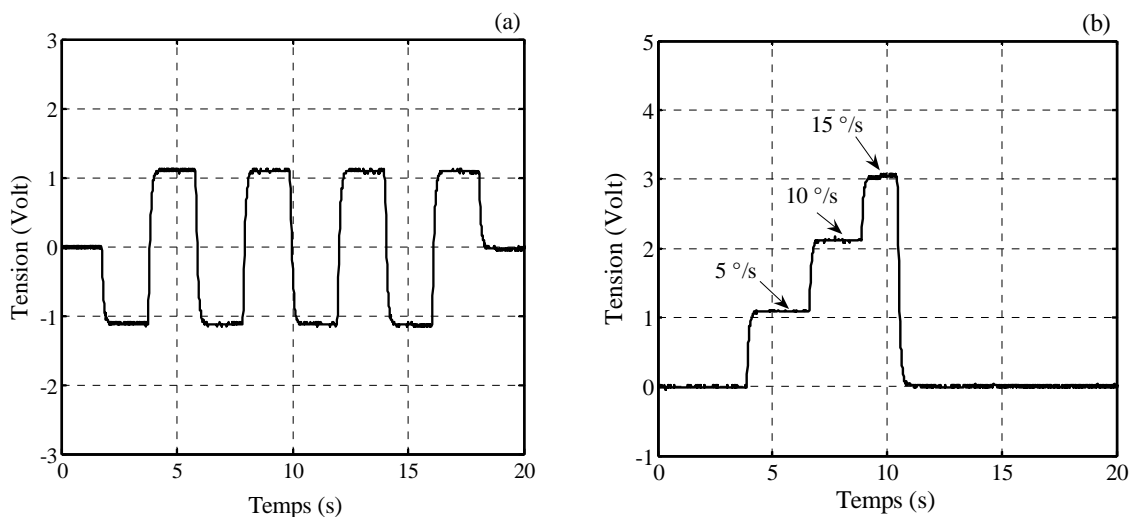


Figure 4.32 Tension de sortie pour : (a) $\Omega = \mp 5^\circ/s$, (b) $\Omega = +5, +10$ et $+15^\circ/s$

4.3.2.3. Réponse du gyroscope et dynamique

La figure 4.33 montre la caractéristique d'entrée-sortie qui représente la tension en fonction de la vitesse de rotation appliquée. Là également on retrouve la dépendance sinusoïdale entre l'entrée et la sortie, qui représente la caractéristique de tout gyroscope à fibre optique fonctionnant en boucle ouverte. Cette dépendance sinusoïdale implique une non-linéarité pour les vitesses de rotation élevées. La vitesse de rotation maximale, sans ambiguïté déduite de cette caractéristique, est de $\pm 35,5^\circ/\text{s}$ pour les deux sens de rotation. Cette vitesse comme nous l'avons vu dépend de la longueur de la fibre et du rayon de la bobine. Elle peut être contrôlée par un choix adéquat des paramètres de la bobine de fibre.

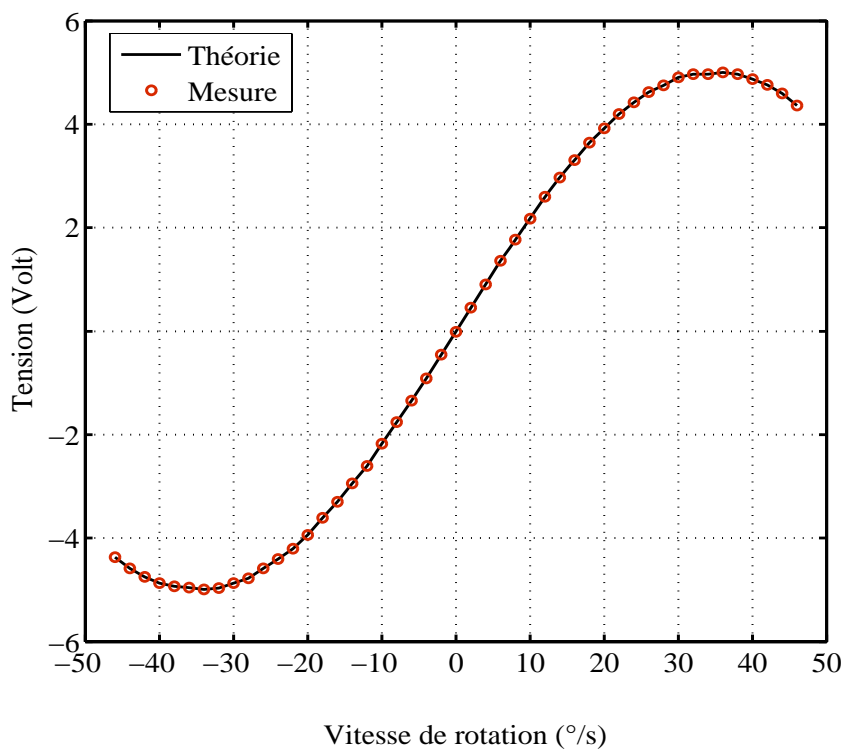


Figure 4.33 Caractéristique d'entrée-sortie du gyroscope

Le facteur d'échelle dans ce cas dépend de la vitesse de rotation. Il est de $200\text{mV}/(^\circ/\text{s})$ pour la plage linéaire de mesure qui est limitée entre $-10^\circ/\text{s}$ et $+10^\circ/\text{s}$. Pour les vitesses dépassant la valeur de $\pm 35,5^\circ/\text{s}$, le gyroscope fournira une mesure non significative, due à la périodicité de sa réponse.

4.3.2.4. Stabilité du biais et marche aléatoire angulaire

La figure 4.34 montre le biais du gyroscope mesuré au repos ($\Omega = 0^\circ/\text{s}$). L'enregistrement du biais est effectué simultanément avec la température ambiante du laboratoire sur une durée de 10 heures avec une fréquence d'échantillonnage de 3 Hz. La comparaison des deux signaux montre comme pour le premier prototype qu'il n'existe pas de corrélation entre la variation du biais et celle de la température. Par conséquent, le gyroscope est insensible aux variations lentes de la température. La dérive du biais à court terme (2 heures), déduite à partir de la mesure, qui correspond à l'erreur maximale instantanée sur la vitesse de rotation est de l'ordre de $250^\circ/\text{h}$. Cette valeur est meilleure d'un facteur 30 par rapport à la valeur de la dérive du biais d'un prototype qui a été réalisé au Laboratoire des Systèmes Photoniques dans un travail antérieur [54]. A l'époque, dans ce prototype, une fibre multimode à saut d'indice (SI 100/140) ayant un nombre total de modes $M = 69$ et de même longueur avait été utilisée.

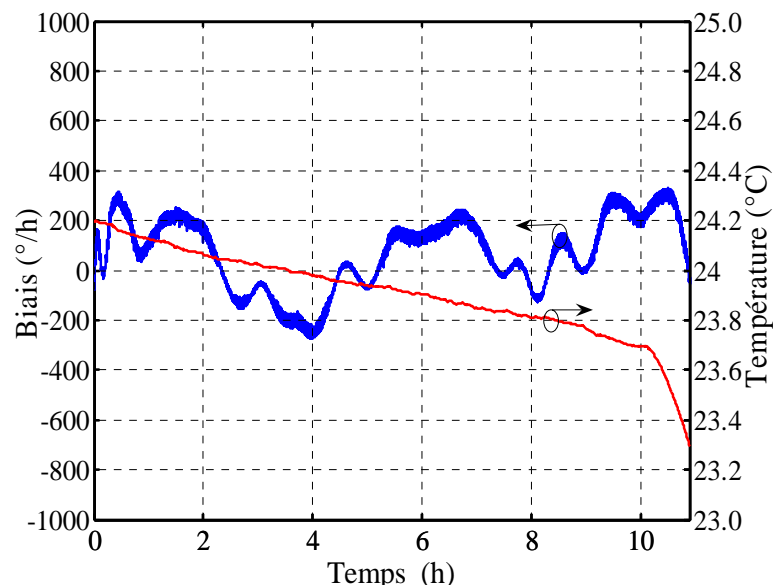


Figure 4.34 Biais du gyroscope et température ambiante

Le meilleur moyen pour caractériser le biais est l'utilisation de la variance d'Allan. Le tracé de la variance d'Allan est représenté en échelle logarithmique sur la figure 4.35. La stabilité du biais est donnée par la valeur du minimum de la variance d'Allan

(courbe de pente 0) qui est de $5,24 \text{ }^\circ/\text{h}$ pour un temps d'intégration de 2 s. Elle représente la valeur minimale possible du biais de notre gyroscope. La marche aléatoire angulaire déduite du tracé de la variance d'Allan est $0,087 \text{ }^\circ/\sqrt{\text{h}}$. Les performances obtenues en termes de stabilité du biais et de marche aléatoire angulaire de notre gyroscope sont largement suffisantes pour les applications de moyennes performances telles que définies dans la chapitre 1.

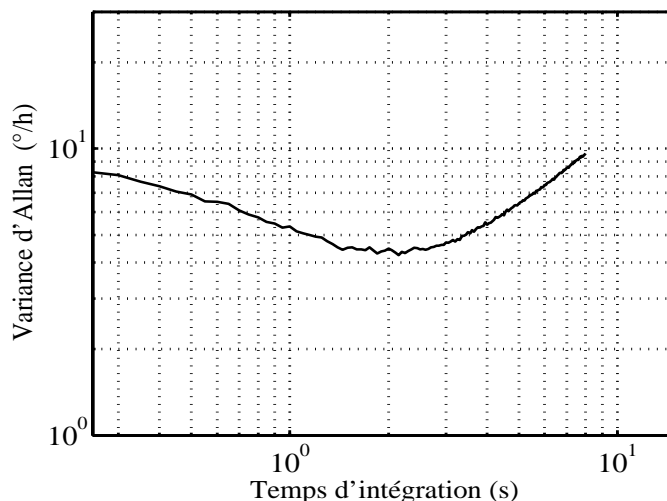


Figure 4.35 La variance d'Allan en fonction du temps d'intégration

4.3.2.5. Vitesse minimale détectable

La vitesse de rotation minimale détectable dépend principalement de deux paramètres, le bruit et la bande passante du système. Dans notre cas, la bande passante est réglable de 10 Hz à 1 kHz. Afin d'identifier les principales sources de bruit, nous avons considéré deux cas de mesure selon que la source (SLD) est en marche ou éteinte.

La figure 4.36 présente la vitesse de rotation minimale détectable en fonction de la bande passante pour les deux cas cités ci-dessus. Lorsque la source est éteinte, le bruit de grenaille du photodétecteur n'est pas considéré. Dans ce cas, seul le bruit électronique est présent. Nous remarquons que même lorsque la SLD est en marche, c'est le bruit électronique qui est dominant ; la contribution du bruit de grenaille est négligeable. Cela est dû à l'amplificateur transimpédance qui permet de réduire l'effet

du bruit de grenaille. La vitesse de rotation minimale mesurée est de l'ordre de $7^\circ/\text{s}$ pour une bande passante de 1 Hz.

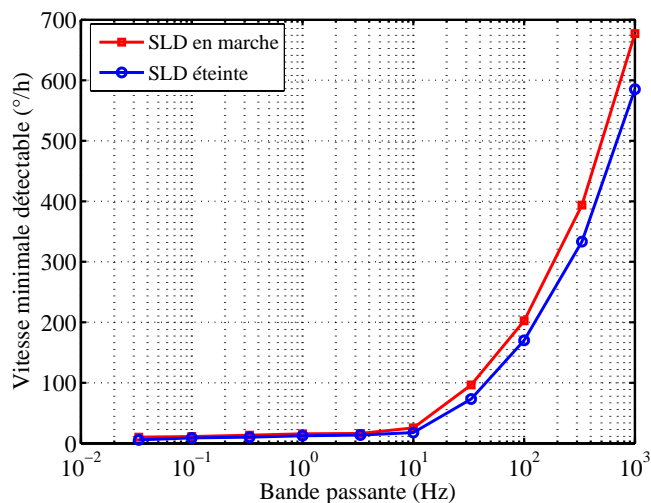


Figure 4.36 Vitesse minimale détectable en fonction de la bande passante du lock-in

4.3.2.6. Stabilité du facteur d'échelle

La figure 4.37 montre le tracé de la stabilité du facteur d'échelle en fonction de la vitesse de rotation. Pour les faibles vitesses de rotation, la stabilité du facteur d'échelle est principalement affectée par le bruit. Cependant, la stabilité devient meilleure avec l'augmentation de la vitesse de rotation. La valeur minimale de la stabilité du facteur d'échelle est estimée à 500 ppm. Cette valeur est acceptable pour les applications de moyennes performances.

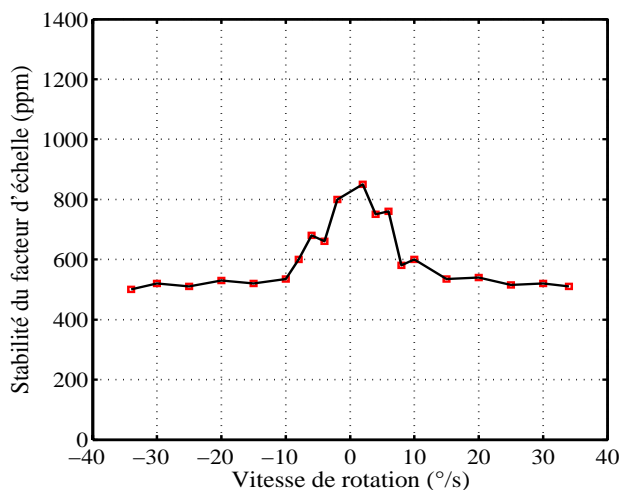


Figure 4.37 Stabilité du facteur d'échelle.

4.3.2.7 Sensibilité à la température

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les gyroscopes à fibre optique sont sensibles au gradient de température (effet Shupe) [97]. En effet, lorsque la distribution de la température varie de façon asymétrique par rapport au centre de la bobine (cas d'un bobinage unipolaire), les deux ondes contrapropagatives subissent des phases différentes, ce qui se traduit en sortie du gyroscope par des erreurs.

Dans la première version, nous avons utilisé un bobinage unipolaire (simple) et le test de cette version a été effectué sans aucune isolation thermique. Concernant le prototype final, nous avons mesuré l'effet de la température sur notre gyroscope en considérons deux cas : avec et sans isolation thermique. Le deuxième test est effectué pour comparer la sensibilité du gyroscope avec le bobinage quadripolaire au bobinage unipolaire du premier prototype.

L'expérience consiste à appliquer un courant d'air chaud au gyroscope et d'enregistrer l'évolution de la température et le biais du gyroscope.

Le résultat avec isolation thermique est représenté sur la figure 4.38. Il montre clairement que le gyroscope est relativement insensible aux variations de température.

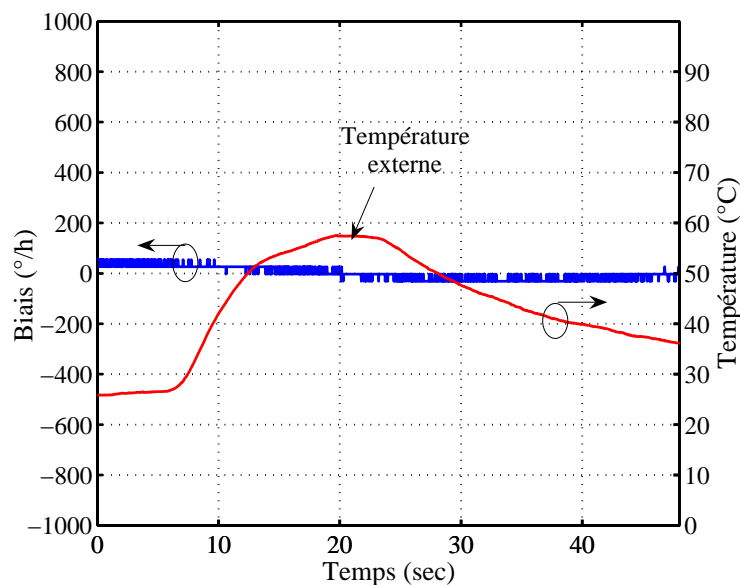


Figure 4.38 Effet de la température sur le biais du gyroscope, biais à droite, température à gauche.

Concernant le test sans isolation thermique, le courant d'air chaud est appliqué directement sur la bobine de fibre. Le capteur de température est placé le plus près possible de la surface extérieure.

Le résultat obtenu est donné en figure 4.39. Nous remarquons une oscillation du biais dont l'amplitude reste constante. La fréquence de l'oscillation dépend du gradient de température. Pour un gradient élevé (changement rapide de température), la fréquence est élevée et elle diminue avec la diminution du gradient. Ce phénomène est principalement causé par la différence de température entre les différentes couches symétriques de la bobine. Cette différence est provoquée par le retard dû à la propagation de la chaleur de l'extérieur vers l'intérieur de la bobine comme indiqué dans [99]. Par rapport au résultat obtenu avec le bobinage unipolaire, il y a réduction d'un facteur 10 de l'amplitude de la fluctuation. Ce facteur est lié au nombre de couches du bobinage quadripolaire [88].

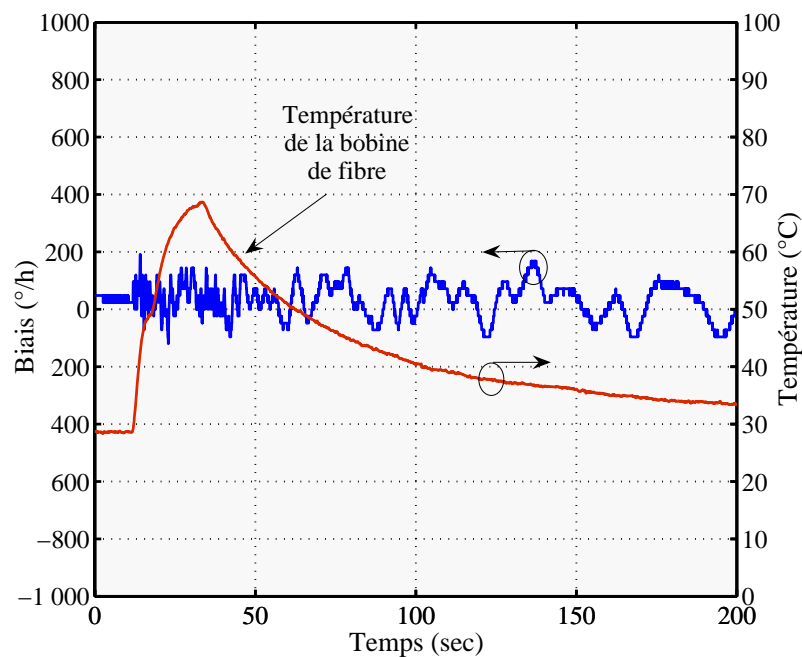


Figure 4.39 Effet d'un gradient de température appliquée directement sur la fibre (bobinage quadripolaire)

4.3.2.8. Test du gyroscope sous fort champ magnétique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, par effet Faraday un champ magnétique peut produire une variation en sortie du gyroscope assimilable à l'effet d'une rotation. Dans le cas des gyroscopes à fibre monomode, l'expérience a montré qu'un champ de 10 Gauss provoque une erreur de $1^\circ/\text{h}$ [100].

Pour étudier le fonctionnement de notre gyroscope en présence d'un champ magnétique, nous avons mené une expérience sous le champ magnétique de l'IRM (figure 4.40), au sein de l'Institut de Recherche contre les Cancers de l'Appareil Digestif de Strasbourg (IRCAD). L'IRM est principalement constituée d'un aimant permanent torique qui délivre un champ magnétique statique axial de 1,5 Tesla. Cette expérience a été rendue possible grâce au professeur Michel DE MATHELIN et à l'aide d'Elodie BRETON.

Le principe de l'expérience consiste à appliquer le champ magnétique sur l'élément sensible du gyroscope à savoir la bobine de fibre puis de mesurer la variation du biais en sortie du gyroscope.

Pour cela, nous avons placé la bobine de fibre sur le chariot mobile pouvant se déplacer à l'intérieur de l'aimant torique. Toute la partie électronique et les instruments de mesure sont positionnés à l'extérieur de la chambre d'IRM.



Figure 4.40 Test du gyroscope sous un fort champ magnétique de l'IRM.

Deux types de mesures ont été effectués : mesure sous un champ statique et mesure sous un champ variable. La mesure sous un champ statique est réalisée pour une position fixe du chariot et pour différentes orientations de la bobine, tandis que la mesure sous champ variable est réalisée à l'aide de la translation du chariot. En effet, la distribution du champ dans l'espace n'est pas constante (à 1 mètre du centre de l'aimant, le champ décroît jusqu'à 10 Gauss).

Contrairement au gyroscope monomode, les résultats de l'expérience ont permis de montrer que la bobine de fibre optique multimode quadripolaire, n'est pas sensible ni au fort champ magnétique (1,5 Tesla), ni au gradient spatial du champ magnétique.

En effet, nous avons observé que le gyroscope est totalement insensible au champ magnétique appliqué pour les deux mesures effectuées (champ statique et variable). Ceci peut être interprété par le fait que dans une fibre multimode, le signal optique est complètement dépolarisé et l'état de polarisation des différents modes est initialement aléatoire et il demeure toujours aléatoire en sortie, sous l'effet du champ magnétique.

Cette insensibilité remarquable du gyroscope à fibre multimode au champ magnétique peut être d'un très grand intérêt pour les applications de positionnement de robots d'assistance à la chirurgie sous IRM.

4.4. Comparaison des performances

Les performances obtenues des deux prototypes comparées aux performances requises pour les gyroscopes de catégorie vitesse (voir chapitre 1) sont résumées dans le tableau 4.2.

La comparaison montre que les deux prototypes satisfont largement aux exigences des gyroscopes de catégorie vitesse et peuvent par conséquent être utilisés dans les applications de moyennes performances. L'utilisation du coupleur micro-optique améliore les performances d'un facteur 5 par rapport à l'utilisation du coupleur fusion/étirage. Néanmoins, l'utilisation de ce dernier a l'avantage de réduire le coût de la réalisation. Notre prototype final présente des performances comparables aux

performances de plusieurs gyroscopes à fibre monomode rapportés dans la littérature [101-102].

Tableau 4.2 Comparaison des performances des prototypes et de celles requises pour des applications de moyennes performances.

	Premier prototype		Prototype final	Performances requises
	Version 1	Version 2		
Etendue de la mesure (°/s)	±33.7	±33.7	±35,5	50-1000
Zone de linéarité (°/s)	±10	±10	±10	/
Stabilité du biais (°/h)	17	55	5,24	10-1000
Marche aléatoire angulaire (°/√h)	1,5	2,5	0,087	>0.5
Stabilité du facteur d'échelle (ppm)	1500	5000	500	1000-10000
Dérive du biais à court terme (°/s)	350	1600	250	/
Puissance de la source (μW)	50	50	600	/
Longueur de la fibre (m)	1031	1031	1010	/
Problème CEM	Oui	Oui	Non	/
Type du bobinage	Unipolaire	Unipolaire	Quadripolaire	/

4.5. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le montage expérimental du gyroscope à fibre optique multimode optimisé que nous proposons. Nous avons détaillé la caractérisation des performances de deux prototypes : un prototype préliminaire et un prototype final. À la lumière des résultats obtenus, nous avons montré que les performances de notre gyroscope peuvent répondre largement aux exigences des gyroscopes de catégorie vitesse utilisés dans les applications de moyennes performances. L'importance des choix de la fibre, des coupleurs, du bobinage et de la source, discutée au chapitre 3, est clairement apparue.

Conclusion et perspectives

Le travail réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans la volonté du Laboratoire des Systèmes Photoniques de l'UdS et le Laboratoire de Systèmes Electroniques et Optroniques de l'EMP de développer un gyroscope à fibre optique multimode de nouvelle génération. L'objectif poursuivit tout au long de cette étude a été la réalisation d'un gyroscope à fibre optique à bas coût satisfaisant aux spécifications imposées pour les applications de moyennes performances.

Par comparaison avec l'approche monomode, l'approche multimode nécessite moins de composants et offre les avantages de réduction de coût et de simplicité de la réalisation. Dans ce cadre, nous avons opté pour un traitement analogique du signal associé à un fonctionnement en boucle ouverte adapté au dispositif à bas coût. Malgré tous ces avantages, les gyroscopes à fibre optique multimode sont confrontés à l'inévitable phénomène des couplages de modes. Ce phénomène est à l'origine de la limitation des performances d'un tel dispositif.

Pour étudier les performances du gyroscope à fibre multimode, nous avons dans un premier temps proposé un modèle pour décrire l'effet de ces couplages de modes sur le fonctionnement du gyroscope. Sous l'effet des couplages de modes, nous avons démontré que les performances à savoir la sensibilité et l'erreur du biais sont fortement influencées par le nombre total de modes de la fibre. En effet, l'utilisation d'une fibre fortement multimode, ayant un nombre élevé de modes, conduit à une meilleure stabilité du biais. Par contre, l'utilisation d'une telle fibre dégrade le contraste et par conséquent elle réduit la sensibilité du gyroscope, ce qui présente une limitation pour les gyroscopes à fibre multimode pour la mesure des faibles vitesses de rotation.

En nous basant sur le modèle proposé, nous avons ensuite optimisé le choix des composants. Étant donné qu'il existe une multitude de fibres optiques multimodes caractérisées par des paramètres opto-géométriques différents, nous avons montré que la fibre dont le nombre total de modes appartient à l'intervalle 20-40 modes est le choix optimum. Nous avons démontré également que l'utilisation d'un coupleur qui

conserve la distribution modale d'entrée et assure la réciprocité dans le gyroscope est nécessaire pour l'obtention de meilleures performances. Il a été noté que tous les composants doivent être faits du même type de fibre.

À partir du choix optimisé des composants, nous avons conçu et réalisé un prototype de gyroscope fonctionnel en utilisant une fibre optique multimode standard à saut d'indice 50/125, un premier coupleur en technologie par fusion/étirage et un deuxième coupleur en technologie micro-optique. La source est une SLD qui émet à 850 nm et le détecteur est photodiode PIN en silicium. Les performances obtenues ont satisfait largement les exigences des applications de moyennes performances et sont également comparables à ceux de quelques gyroscopes monomodes.

L'insensibilité du gyroscope à fibre multimode au champ magnétique d'une IRM montre son intérêt pour une éventuelle utilisation dans guidage d'un robot pour l'assistance à la chirurgie sous IRM.

Bien que ce travail nous ait permis de réaliser une bonne partie de nos objectifs, les perspectives d'évolution du dispositif se situent à présent essentiellement dans le domaine du développement pré-industriel. Il donne lieu aux perspectives suivantes :

- Réduction des couplages par un choix approprié de fibres telles que les fibres réalisées par la technique dite PCVD de haute performance ;
- Identification expérimentale de l'origine de l'insensibilité du gyroscope au champ magnétique (moyennage modale, bobinage quadripolaire ou dépolarisation de la lumière par passage dans la fibre multimode) ;
- Réduction de façon passive la sensibilité aux vibrations mécaniques du dispositif en protégeant le circuit optique à l'aide d'une résine. Dans ce cas tout le circuit optique sera immergé dans la résine ;
- Miniaturisation du dispositif : pour la partie électronique, il s'agit d'intégrer le maximum de fonctions dans un seul circuit intégré en utilisant la technologie ASIC. Concernant la partie optique, une piste à exploiter qui consiste à l'intégration de fonctions optiques en particulier le modulateur électro-optique;
- Implémentation de la configuration utilisant un seul coupleur de type X.

Annexe A

Performances des gyroscopes

A.1. Modèle de mesure d'un gyroscope

Les gyroscopes comme tous capteurs sont caractérisés par un modèle de mesure qui permet de relier la valeur indiquée par l'appareil à la valeur de la grandeur mesurée. La grandeur mesurée est une vitesse de rotation, appelée grandeur d'entrée, elle est notée Ω . La valeur indiquée par l'appareil appelée grandeur de sortie est notée $s(t)$. Le modèle de mesure général peut se mettre sous la forme suivante :

$$s(t) = k\Omega(t) + b \quad (\text{A.1})$$

avec k , le facteur d'échelle et b , le biais. Dans un gyroscope idéal, le facteur d'échelle est constant et le biais est nul, mais en pratique un gyroscope n'est pas isolé des perturbations de l'environnement et la mesure s'effectue en présence d'inévitables sources de bruit. Le modèle réel s'écrit donc :

$$s(t) = [k_0 + k(t) + k_{NL}(\Omega)]\Omega(t) + [b_0 + b(t) + \tilde{b}(t)] \quad (\text{A.2})$$

Nous allons expliciter chacun des termes de ce modèle. Nous appellerons dans la suite « conditions d'étalonnage », les conditions environnementales et l'historique de l'appareil au moment de l'étalonnage de celui-ci. C'est dans ces conditions que les valeurs k_0 et b_0 seront déterminées. Les grandeurs que l'on définit ici s'appuient largement sur celles données dans [103-105].

A.2. Le biais

Le biais d'un gyroscope représente la valeur indiquée par l'appareil pour une valeur nulle de la vitesse de rotation. Il est toujours défini par trois composantes : une composante déterministe constante, appelée décalage provenant de l'appareil qui correspond à b_0 , une composante dépendant de façon déterministe de l'environnement

notée $b(t)$ (erreur systématique) et une composante aléatoire $\tilde{b}(t)$. Cette dernière résulte de la contribution de plusieurs types de bruits, L'intégration dans le temps du biais pour déterminer l'angle revient à faire l'intégration des différentes sources de bruit et il en résulte une variation de l'erreur de l'angle. Les composantes b_0 et $b(t)$ (déterministe) peuvent être estimées puis éliminées par calibration de l'appareil. Donc, la caractérisation du biais d'un gyroscope revient à quantifier $\tilde{b}(t)$. La méthode souvent utilisée est l'exploitation de la variance d'Allan.

A.2.1. La variance d'Allan

La caractérisation d'un appareil de mesure passe par la connaissance de sa stabilité et donc de la variance des mesures réalisées. Or, la variance vraie est une limite portant sur un nombre infini de mesures. On ne peut donc pas la mesurer directement. D'autre part, elle n'est pas calculable pour tous les types de bruit. On a alors recours à la variance d'Allan, ou variance à deux échantillons [106]. À l'origine, la variance d'Allan a été développée pour quantifier la stabilité des horloges, mais elle peut aussi être appliquée à n'importe quel système pour donner une mesure du bruit en fonction du temps d'intégration. Pour calculer la variance d'Allan, le signal échantillonné à T_e et de durée totale ΔT est subdivisé en N intervalles de durée $\tau = \Delta T / N$, τ étant le temps d'intégration. Pour chaque valeur de $\tau = mT_e$ on calcule les moyennes de chaque intervalle, ainsi, la moyenne des échantillons du $j^{\text{ème}}$ intervalle est donnée par:

$$\bar{\Omega}_j(\tau) = \frac{1}{m} \sum_{i=jm}^{(j+1)m} \Omega_i \quad (\text{A.3})$$

La variance d'Allan est définie en fonction de la moyenne sur toutes les mesures de la différence entre deux intervalles consécutifs [40]:

$$\sigma^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\langle (\bar{\Omega}_{j+1} - \bar{\Omega}_j)^2 \right\rangle \quad (\text{A.4})$$

ou encore :

$$\sigma^2(\tau) = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{j=1}^{j=N-1} (\bar{\Omega}_{j+1} - \bar{\Omega}_j)^2 \quad (\text{A.5})$$

Outre le fait qu'elle existe mathématiquement pour tous les types de bruit, la variance d'Allan est un outil utile en métrologie, car en échelle logarithmique elle est linéaire par partie. La pente de chaque partie est caractéristique d'un type de bruit permettant de déterminer le bruit dominant comme le montre la figure A.1.

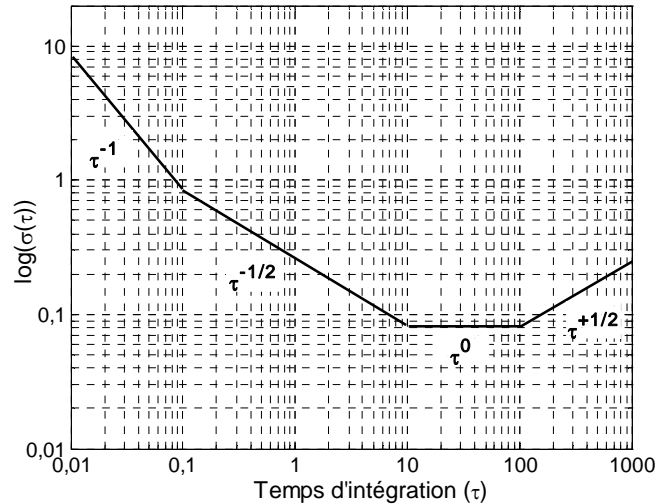


Figure A.1 Tracé de la variance d'Allan en échelle logarithmique.

Dans le cas des gyroscopes à fibre optique, on s'intéresse généralement au bruit en $1/f$ ou bruit de flicker, et au bruit blanc. Ces deux derniers sont représentés dans la figure 1.2 par les droites de pente à 0 et $-1/2$, respectivement. Dans la terminologie des paramètres utilisés pour caractériser les performances d'un gyroscope, on utilise souvent les termes, stabilité du biais et marche aléatoire d'angle, en référence respectivement au bruit de flicker et au bruit blanc. Ces deux derniers sont dérivés à partir du calcul de la variance d'Allan comme on le verra ci-après.

A.2.2. Stabilité du biais

La stabilité du biais est une mesure décrivant les variations à long terme du biais causées par le bruit de flicker, qui est généralement observé aux faibles fréquences. Donc, son effet n'apparaît que lorsqu'on observe le signal de sortie du gyroscope sur une durée de temps relativement grande. La stabilité du biais représente la valeur minimale de la variance d'Allan et il est exprimé en $^{\circ}/h$. Le temps d'intégration τ peut être interprété comme le meilleur temps d'observation (intégration) qui donne le

minimum de fluctuations du biais. La stabilité du biais sur une période de temps donnée est un paramètre très important pour différentes applications en particulier pour la navigation.

A.2.3. La marche aléatoire angulaire

La marche aléatoire angulaire (en anglais ARW pour Angle Random Walk) représente une mesure de l'erreur angulaire que l'on effectue si on intègre dans le temps le bruit blanc gaussien en sortie du gyroscope et elle est exprimée en $^{\circ}/\sqrt{h}$ [40]. Si on considère σ_{Ω} est l'écart-type du bruit blanc relatif à la vitesse de rotation, l'écart-type du bruit de l'angle obtenu par intégration entre 0 et t de la vitesse de rotation est :

$$\sigma_{\theta}(t) = \sigma_{\Omega}\sqrt{t} \quad (\text{A.6})$$

La marche aléatoire angulaire est donnée par :

$$ARW = \sigma_{\theta}(t = 1) \quad (\text{A.7})$$

En utilisant le tracé de la variance d'Allan, l'angle de marche aléatoire est évalué sur la pente $-1/2$ pour $\tau = 1$. Quand $\sigma(\tau)$ s'exprime en $^{\circ}/h$ et τ en seconde, ARW est donnée par [104] :

$$ARW (^{\circ}/\sqrt{h}) = \frac{1}{60} \sigma(\tau = 1) \quad (\text{A.8})$$

La marche aléatoire angulaire est reliée à la densité spectrale de puissance (DSP) du bruit blanc du gyroscope par la relation [104]:

$$ARW (^{\circ}/\sqrt{h}) = \frac{1}{60} \sqrt{DSP \left((^{\circ}/h)^2 / \text{Hz} \right)} \quad (\text{A.9})$$

Par exemple, si un gyroscope a une ARW de $0,5^{\circ}/\sqrt{h}$, signifie qu'après 1 heure, l'incertitude sur le calcul de l'angle est de $0,5^{\circ}$. Après 2 heures il sera de $\sqrt{2} \times 0,5 = 0,7^{\circ}$.

A.3. Erreur et stabilité du facteur d'échelle

Le facteur d'échelle est un paramètre qui relie la grandeur d'entrée à celle de sortie. Autrement dit, il transforme une grandeur physique en une autre. Dans le cas d'un gyroscope optique, il transforme généralement la vitesse de rotation $^{\circ}/h$ en tension électrique (Volt). Le facteur d'échelle k_0 est de nature déterministe et il peut être déterminé en laboratoire. Il est exprimé généralement en $mV/(^{\circ}/h)$ et est donné par :

$$k_0 = \frac{ds}{d\Omega} \quad (\text{A.10})$$

La valeur du facteur d'échelle peut fluctuer au cours du temps en fonction des différents paramètres propres à l'environnement (pression, température, vibrations, etc.), mais aussi en fonction de l'historique de l'appareil (nombre et durée des utilisations, chocs, etc.). Les contributions modélisables de ces fluctuations peuvent être incorporées dans le terme $k(t)$. Si l'appareil présente une non-linéarité, le facteur d'échelle sera fonction de l'entrée. Cette non-linéarité est décrite par le terme $k_{NL}(\Omega)$. Lorsqu'on réalise une mesure dans les conditions d'étalonnage à l'instant t_0 , la valeur estimée de Ω à partir de s notée $\tilde{\Omega}$ est donnée par :

$$\tilde{\Omega} = \frac{s}{k_0} \quad (\text{A.11})$$

L'erreur du facteur d'échelle représente l'erreur dans un coefficient de proportionnalité entre la grandeur de sortie et celle d'entrée. L'erreur s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{\tilde{\Omega} - \Omega}{\Omega} \quad (\text{A.12})$$

La stabilité du facteur d'échelle est une mesure qui permet de quantifier l'erreur relative ε pour une vitesse donnée. Elle est déterminée en évaluant l'écart-type de ε , et elle est exprimée en (ppm) : part par million.

A.4. La dynamique

On appelle dynamique, la plage de valeurs de la grandeur d'entrée, qui donne une valeur correcte de la grandeur de sortie. La dynamique est un critère extrêmement important pour choisir le gyroscope en fonction de l'application.

A.5. La bande passante

La bande passante correspond au domaine de fréquence dans lequel le signal de sortie de l'appareil est relié à la grandeur d'entrée grâce au facteur d'échelle. Elle est définie en Hz. Tous les appareils se comportent comme des filtres passe-bas de fréquence de coupure plus ou moins élevée. Si la vitesse de rotation oscille entre deux valeurs avec une fréquence très rapide, l'appareil ne distinguera pas ces variations et donnera, dans le meilleur des cas, une valeur moyenne intégrée sur le temps de réponse de l'appareil.

A.6. La résolution

La résolution est le pouvoir de détection de faibles changements dans la rotation, elle peut être définie pour n'importe quelle entrée. Dans la pratique, pour un gyroscope, la résolution pour une entrée nulle est la plus importante parce que l'erreur de l'échelle devient dominante quand la rotation augmente. Dans ce cas, on peut la confondre avec la vitesse minimale mesurable. Les principales caractéristiques d'un gyroscope décrites précédemment sont rassemblées sur le schéma de la figure. A.2.

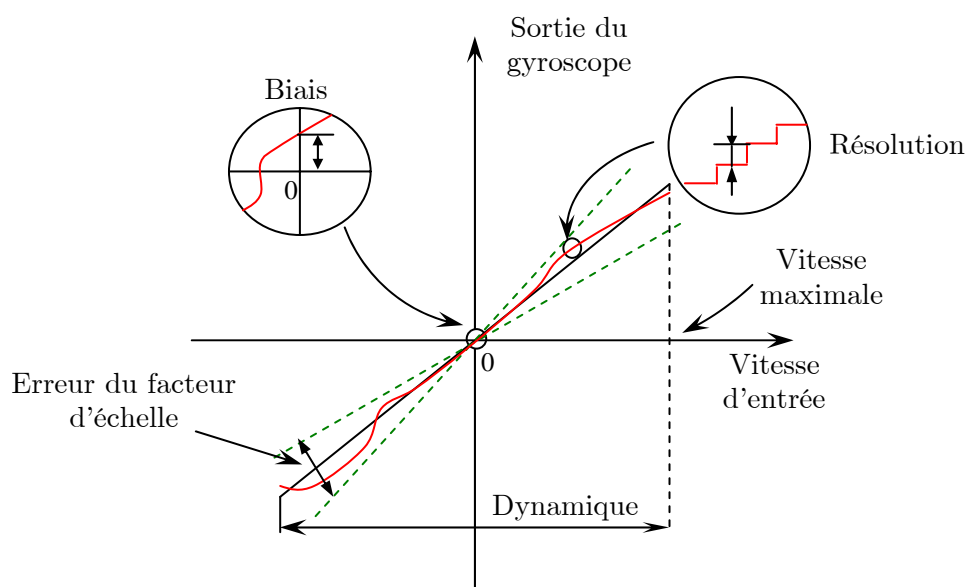


Figure A.2 Représentation des principales caractéristiques d'un gyroscope.

A.7. La dérive

On parle dans quelques cas de la dérive du biais d'un gyroscope qui décrit l'erreur de la vitesse angulaire. Selon le temps d'observation, nous pouvons distinguer deux types de dérive : une dérive à court terme et une dérive à long terme comme le montre la figure A.3. Ces deux paramètres sont évalués respectivement par la marche aléatoire d'angle et la stabilité du biais.

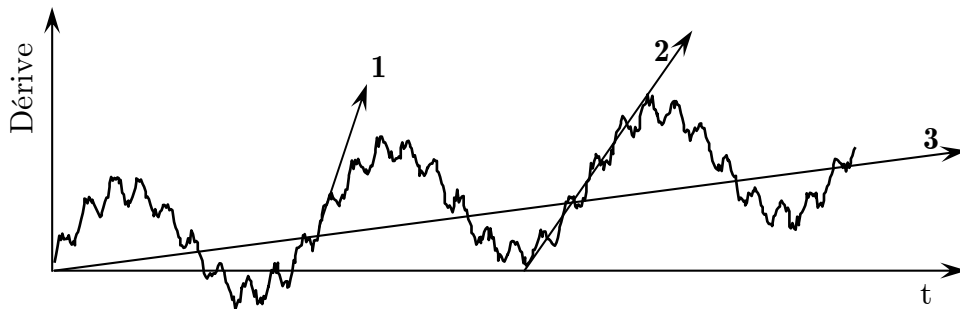


Figure A.3 Influence du temps d'observation sur la dérive, (1) durée très courte, (2) durée moyenne, (3) durée très longue

Annexe B

Généralités sur les fibres optiques

B.1. Structure d'une fibre optique

La structure d'une fibre optique standard est représentée sur la figure B.1. Elle est constituée d'un cœur d'indice de réfraction n_1 entouré d'une gaine d'indice $n_2 < n_1$. L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine en polymère, pour une meilleure protection. La plupart des fibres optiques ont un axe de symétrie cylindrique Oz appelé axe de propagation.

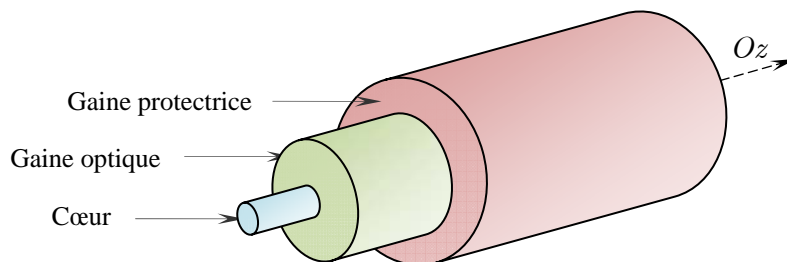


Figure B.1 Structure d'une fibre optique

B.2. Différents types de fibres optiques

L'étude de la propagation dans les fibres optiques fait apparaître la notion de modes de propagation, dont le nombre dépend des paramètres opto-géométriques de la fibre. Selon le diamètre du cœur, l'ouverture numérique et la longueur d'onde utilisée, les fibres optiques peuvent être classées en deux catégories, à savoir:

- Fibres multimodes : elles ont la caractéristique de transporter plusieurs modes (plusieurs trajets lumineux possibles).

- Fibres monomodes : un seul mode de propagation est possible (une seule distribution spatiale d'énergie est possible).

Les fibres multimodes peuvent être classées, selon le profil d'indice du cœur en :

- Fibre à saut d'indice : l'indice du cœur est constant (figure B.2(a)).
- Fibre à gradient d'indice : l'indice du cœur varie selon un profil continu variable (figure B.2(b)).

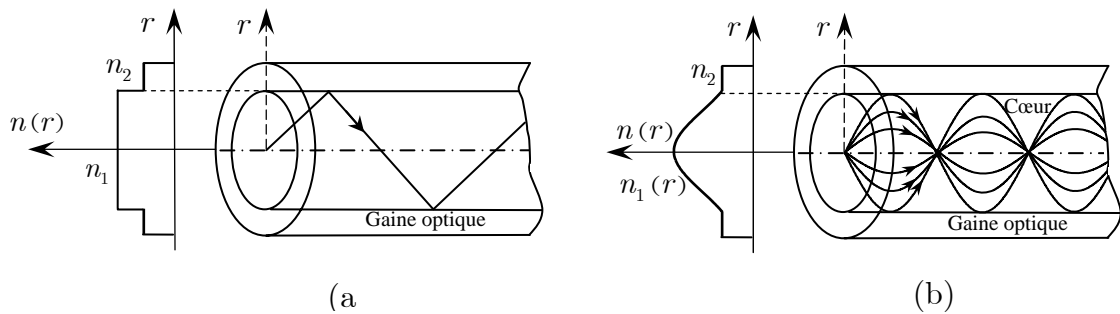


Figure B.2 Chemin d'un rayon dans une fibre, (a) à saut d'indice, (b) à gradient d'indice

Une fibre a typiquement des dimensions de l'ordre de la dizaine de micromètres. Le diamètre de la gaine est en général de 125 μm mais peut aussi être de 140 μm (cas de certaines fibres multimodes). Le rayon du cœur quant à lui varie de 1 à 100 μm .

B.3. Équation de propagation linéaire

Un champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{H}) susceptible de se propager suivant l'axe Oz doit constituer une solution de l'équation de propagation :

$$\Delta \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t^2} \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = 0 \quad (\text{B.1})$$

avec n indice de réfraction du milieu et c est la célérité de la lumière.

Du fait de la symétrie de révolution des fibres, il est plus aisé d'exprimer l'équation d'onde dans le système de coordonnées cylindriques (r, φ, z) . Ainsi, on recherche des

solutions sous la forme d'ondes planes harmoniques se propageant dans la direction z , dont la notation de l'amplitude complexe est :

$$\begin{cases} \vec{E}(r, \varphi, z, t) = \vec{e}(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \\ \vec{H}(r, \varphi, z, t) = \vec{h}(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

L'équation de propagation sous la forme scalaire se présente comme suit :

$$\frac{\partial^2 \psi(r, \varphi)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi(r, \varphi)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi(r, \varphi)}{\partial \varphi^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) \psi(r, \varphi) = 0 \quad (\text{B.3})$$

où $\psi(r, \varphi)$ désigne indifféremment $e(r, \varphi)$ ou $h(r, \varphi)$ et $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ est la norme du vecteur d'onde et λ_0 la longueur d'onde en espace libre. Étant donné la géométrie de la fibre cette équation est à variables séparables, les solutions recherchées sont de la forme :

$$\psi(r, \varphi) = f(r) g(\varphi) \quad (\text{B.4})$$

Si la dépendance azimutale s'exprime sous la forme $g(\varphi) = e^{jl\varphi}$, où l est un nombre entier, l'équation de propagation devient :

$$\frac{\partial^2 f(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial f(r)}{\partial r} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 + \frac{l^2}{r^2} \right) f(r) = 0 \quad (\text{B.5})$$

Cette équation ne peut être résolue analytiquement que dans un nombre limité de cas, à savoir les cas pour lesquels l'indice de réfraction n est homogène dans le cœur et la gaine.

Par la suite, et en pratique, on considérera des fibres à gradient d'indice ayant des profils dits en puissance α . Ces profils renferment les profils les plus utilisés: profils à saut d'indice ($\alpha = +\infty$), profils à gradient paraboliques ($\alpha = 2$) et profils triangulaires ($\alpha = 1$). Pour ce type de profil, les solutions peuvent être analysées par la méthode dite WKB.

B.4. Modes de propagation

Les modes sont une solution de l'équation de propagation. Ils sont caractérisés par leur constante de propagation longitudinale β et la distribution d'amplitude de champ électromagnétique $\vec{e}(r, \varphi)$ et $\vec{h}(r, \varphi)$. Un mode est une répartition transversale d'énergie invariante par translation axiale.

Suivant la valeur de la constante de propagation, nous pouvons distinguer deux types de modes :

- Les modes guidés: ils sont caractérisés par une constante de propagation vérifiant la relation $k_0^2 n_1^2 < \beta^2 < k_0^2 n_2^2$ et par un champ électromagnétique confiné dans le cœur de la fibre (champ nul à l'infini).
- Les modes rayonnés : leur constante de propagation doit vérifier la relation $\beta^2 < k_0^2 n_1^2$. ils forment un continuum de modes qui se propage dans la gaine.

L'ensemble des modes guidés et rayonnés forment une base orthogonale sur laquelle tout champ peut être décomposé. Il en résulte que la puissance totale transportée est la somme des puissances transportées par chaque mode.

Dans le cas général, les équations sont vectorielles et les solutions modales peuvent avoir des composantes, ou non, longitudinales. Ainsi, on peut avoir trois types de modes:

- Des modes Transverses Electriques ou TE : dont la composante E suivant z est nulle et $H_z \neq 0$), dans ce cas le vecteur champ électrique est parallèle au plan d'incidence.
- Des modes Transverses Magnétiques ou TM : dont la composante H suivant z est nulle et $E_z \neq 0$).
- Des modes hybrides : où les composantes de E et H suivant z sont non nulles. Ils sont nommés HE ou EH suivant la prédominance du champ électrique ou magnétique.

Pour une fibre conventionnelle, la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine est très faible (de l'ordre de 10^{-3}). Sous cette condition dite de faible guidage, les constantes de propagation des modes guidés (HE et EH) ou (TE, TM et HE) s'identifient l'une à l'autre. Ces modes sont dégénérés et une combinaison de tels groupes de modes conduit aux groupes de modes dits " linéairement polarisés " et dénommés modes LP : Ce sont des modes dans lesquels les champs transverses électrique et magnétique sont constamment orthogonaux.

Les modes LP sont définis par des nombres de modes azimutal et radial u et v . Physiquement, u et v représentent le nombre de maximum d'intensité qui apparaît dans les directions radiale et azimutale. L'indice u est relié au nombre azimutal l par :

$$u = \begin{cases} 1 & \text{mode TE, TM} \\ l + 1 & \text{mode EH} \\ l - 1 & \text{mode HE} \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

La figure B.3 montre un exemple de distributions transverses des v premiers modes LP. Dans le tableau B.1 est répertoriée la correspondance entre les modes LP et la désignation traditionnelle des modes de propagation d'un guide optique circulaire.

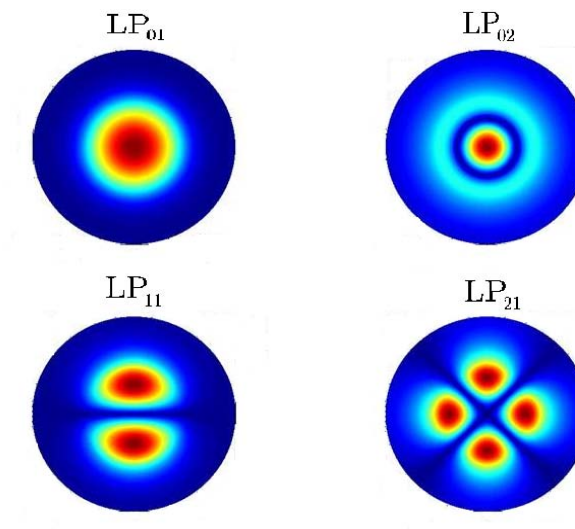


Figure B.3 Exemple de répartition transverse des modes LP

Tableau B.1 Correspondance entre désignation traditionnelle et désignation des modes LP.

Désignation en mode LP	Désignation traditionnelle des modes dégénérés	Nombre de modes dégénérés
LP_{01}	$HE_{11} \times 2$	2
$LP_{l,v} (u = l - 1)$	$TE_{0n}, TM_{0v}, HE_{lv} \times 2 (l > 2)$	4
$LP_{l,u} (u = l + 1)$	$HE_{lv} \times 2, EH_{l-2} \times 2 (l > 1)$	4
LP_{0v}	$HE_{1v} \times 2$	2

B.5. Paramètres des modes

Nous allons présenter les solutions modales données par l'approximation dite méthode WKB. Le but de cette méthode n'est pas de déterminer les distributions des champs des modes ni leurs amplitudes, mais plutôt de déterminer les constantes de propagation β , donc de dénombrer les modes de propagation et de dégager leurs propriétés globales.

B.5.1. Profil d'indice

Considérons une fibre optique à gradient d'indice caractérisée par un profil d'indice (figure B.4) donné part :

$$n(r) = \begin{cases} n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha} & \text{si } 0 < |r| < a \\ n_2 & \text{si } |r| > a \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

où r est la distance de l'axe de la fibre au point considéré, n_1 est l'indice sur l'axe du cœur, n_2 est l'indice de la gaine, α est le paramètre du profil d'indice ($\alpha = \infty$ pour une fibre à saut d'indice), a rayon du cœur, et Δ est la différence relative d'indices, qui s'exprime comme suit :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (\text{B.8})$$

On définit l'ouverture numérique de la fibre par :

$$ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.9)$$

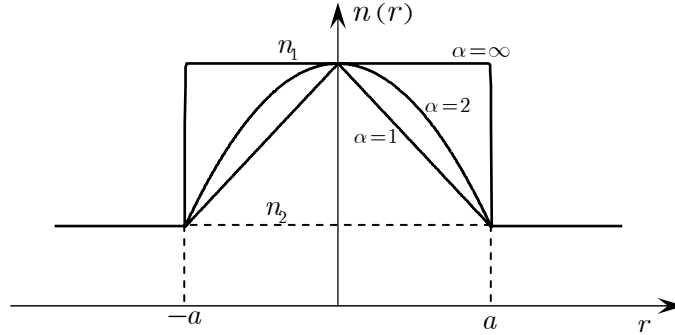


Figure B.4 Profil de l'indice de réfraction pour différentes valeurs de α

B.5.2. Fréquence normalisée

On définit le terme V , fréquence spatiale normalisée, telle que :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda_0} ON \quad (B.10)$$

Selon la valeur de V on saura si la fibre est monomode ou multimode.

B.5.3. Constante de propagation et nombre de modes [107]

Comme nous l'avons vu, dans le cas de faible guidage ($\Delta \ll 1$) les modes LP sont dégénérés et ils sont groupés en « groupe de modes ». Les modes d'un groupe se propagent avec la même constante de propagation. A partir de l'analyse WKB, la constante de propagation modale peut être approximativement dérivée par l'expression suivante :

$$\beta_m = n_1 k_0 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}}} \quad (B.11)$$

avec M nombre total de groupes de modes guidés dans la fibre. Il est donné par :

$$M = n_1 k_0 a \sqrt{\frac{\alpha\Delta}{\alpha+2}} = \sqrt{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \frac{\pi a ON}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \frac{V}{2} \quad (B.12)$$

et m l'indice du groupe de modes considéré. Le paramètre m est un entier discret qui varie de l'unité au nombre total de groupes de modes M . Il est relié aux nombres de mode azimutal et radial l et n par :

$$m = 2u + v + 1 \quad (\text{B.13})$$

Généralement, il y a $2m + 1$ modes dans un groupe de mode. D'où on peut calculer le nombre total de modes N par :

$$N_t = \sum_{m=1}^M 2(m+1) \quad (\text{B.14})$$

Soit $N_t \approx M^2$, que l'on peut aussi relier à la fréquence normalisée d'une fibre optique V par :

$$N_t = \frac{\alpha}{\alpha + 2} \frac{V^2}{2} \quad (\text{B.15})$$

Ainsi, nous pouvons distinguer :

- Les fibres à saut d'indice ($\alpha = \infty$), où : $N_t = \frac{V^2}{2}$
- Les fibres à profil parabolique ($\alpha = 2$), où : $N_t = \frac{V^2}{4}$

Remarque : Le nombre total de groupes de modes peut varier en fonction de la courbure de la fibre. Ainsi, si R_c désigne le rayon de courbure et M_0 le nombre total de groupes de modes pour une fibre sans courbure ($R_c = \infty$), en présence de courbures le nombre total de groupe de modes devient:

- Fibre à saut d'indice : $M(R_c) = M_0 \sqrt{1 - \frac{a}{R\Delta}}$
- Fibre à gradient à gradient d'indice: $M(R_c) = M_0 \sqrt{1 - \frac{(\alpha + 2)a}{\alpha R\Delta}}$

B.5.4. Notion d'indice effectif d'un mode

À chaque mode qui se propage avec une constante de propagation β_m est associé un indice de réfraction effectif n_{eff} qui dépend de la longueur d'onde et correspond à l'indice « vu » par le mode:

$$n_{eff}^m = \frac{\beta_m}{k_0} \quad (\text{B.16})$$

Si le mode est guidé, n_{eff} a une valeur comprise entre le plus petit et le plus grand des indices des couches qui constituent le profil d'indice du guide. Par exemple dans le cas d'une fibre à saut d'indice, $n_2 < n_{eff} < n_1$.

B.5.5. Approche géométrique

Dans l'approche géométrique, chaque mode est assimilé à des rayons qui font un angle θ_m avec l'axe de la fibre comme le montre la figure B.5. Dans ce cas, la constante de propagation β_m représente le module de la projection du vecteur d'onde \vec{k}_0 sur l'axe de la fibre est donnée par :

$$\beta_m = |\vec{k}_m| = n_1 k_0 \cos \theta_m \quad (\text{B.17})$$

Sachant que l'angle de propagation θ_m est relié à l'angle d'injection θ_{im} (angle d'excitation) par :

$$\sin \theta_{im} = n_1 \cos \theta_m \quad (\text{B.18})$$

Dans le cas de faible guidage $\theta_{im} \approx n_1 \theta_m$, la constante de propagation devient :

$$\beta_m = n_1 k_0 \cos \left(\frac{\theta_{im}}{n_1} \right) \quad (\text{B.19})$$

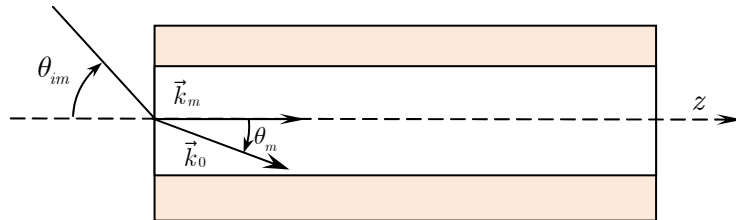


Figure B.5 Correspondance entre rayon et mode

L'expression (B.19) montre que chaque groupe de modes est caractérisé par son propre angle d'injection. Pour exciter un groupe de mode donné, il suffit d'injecter la lumière selon la direction propre à ce groupe de modes.

En utilisant les équations (B.11) et (B.17), on trouve la relation entre l'angle du mode θ_m et l'indice m du groupe de modes considéré :

$$\cos \theta_m = \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}}} \quad (\text{B.20})$$

Pour une fibre à saut d'indice ($\alpha = \infty$), on peut écrire :

$$\cos^2 \theta_m = 1 - 2\Delta \left(\frac{m}{M}\right)^2 \quad (\text{B.21})$$

$$\text{Or } \cos^2 \theta_m \approx \left(1 - \frac{\theta_m^2}{2}\right)^2 \approx 1 - \theta_m^2.$$

D'où :

$$\frac{m}{M} = \frac{\theta_m}{\sqrt{2\Delta}} \quad (\text{B.22})$$

Dans le cas d'une fibre à gradient d'indice, le concept de l'onde plane ne s'applique pas, mais on peut considérer que l'onde est un ensemble de rayons dont l'angle de propagation est donnée par :

$$\cos \theta(r) = \frac{\beta_m}{n(r)k_0} \quad (\text{B.23})$$

Dans ce cas, l'expression qui relie l'angle de propagation θ_m à l'indice du groupe de mode considéré est donnée par :

$$\frac{m}{M} = \left[\left(\frac{r}{a}\right)^\alpha + \frac{\theta_m^2}{2\Delta} \right]^{\frac{\alpha+2}{2\alpha}} \quad (\text{B.24})$$

B.6. Effets modaux

B.6.1. Dispersion intermodale

Dans une fibre multimode, chaque groupe de modes se propage avec sa propre vitesse. Le temps de groupe τ_m associé à chaque groupe de modes d'ordre m est donné par :

$$\tau_m = \frac{L}{c} \frac{d\beta_m}{dk_0} = -\frac{L\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\beta_m}{d\lambda_0} \quad (2.25)$$

Ce temps représente le temps que met un groupe de modes pour parcourir une longueur L de fibre. Dans le cas de faible guidage ($\Delta \ll 1$) et pour un milieu non dispersif ($\frac{dn}{d\lambda} = 0$) le développement limité de β_m au voisinage de zéro donne [72]:

$$\beta_m = n_1 k_0 \left[1 + \Delta \left(\frac{\alpha - 2}{\alpha + 2} \right) \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} + \frac{\Delta^2}{2} \left(\frac{3\alpha - 2}{\alpha + 2} \right) \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{4\alpha}{\alpha+2}} + o(\Delta^3) \right] \quad (\text{B.26})$$

D'où l'expression de τ_m (au deuxième ordre) :

$$\tau_m = \frac{Ln_1}{c} \left[1 + \Delta \left(\frac{\alpha - 2}{\alpha + 2} \right) \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \right] \quad (\text{B.27})$$

La différence de temps de propagation entre les groupes de modes d'ordre i et j notée $\Delta\tau_{ij}$ après un parcours d'une longueur L de la fibre est donnée par :

$$\Delta\tau_{ij} = \frac{n_1 L}{c} \Delta \left(\frac{\alpha - 2}{\alpha + 2} \right) \left[\left(\frac{j}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} - \left(\frac{i}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \right] \quad (\text{B.28})$$

Comme τ_m est une fonction monotone, la valeur minimale de $\Delta\tau_{ij}$ est donnée par la différence des temps de propagation du mode fondamental ($i = 1$) et le mode qui suit ($j = 2$):

$$(\Delta\tau_k)_{\min} = \Delta\tau_{12} = \frac{n_1 L}{c} \Delta \left(\frac{\alpha - 2}{\alpha + 2} \right) \frac{1}{M^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}}} \left[\frac{2\alpha}{\alpha + 2} - 1 \right] \quad (\text{B.29})$$

Si le milieu de propagation est dispersif, le temps de propagation est donné par :

$$\tau_m = \frac{N_1 L}{c} \left[1 + \Delta \left(\frac{\alpha - 2 + 2D}{\alpha + 2} \right) \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} + \frac{\Delta^2}{2} \left(\frac{3\alpha - 2}{\alpha + 2} \right) \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{4\alpha}{\alpha+2}} \right] + o(\Delta^3) \quad (\text{B.30})$$

avec $N_1 = n_1 - \lambda_0 \frac{dn_1}{d\lambda_0}$ et D est le paramètre de dispersion chromatique donné par :

$$D = \frac{n_1}{N_1} \frac{\lambda_0 d\Delta}{\Delta d\lambda_0} \quad (\text{B.31})$$

Dans ce cas, la séparation temporelle entre deux groupes de modes i et j devient :

$$\Delta\tau_{ij} = \frac{N_1 L}{c} \Delta \left(\frac{\alpha - 2 + 2D}{\alpha + 2} \right) \left[\left(\frac{j}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} - \left(\frac{i}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \right] \quad (\text{B.32})$$

L'écart de constantes de propagation entre deux modes adjacents est noté $\Delta\beta_m$ et vaut:

$$\Delta\beta_m = \beta_m - \beta_{m-1} \approx \frac{d\beta_m}{dm} = \frac{2}{a} \sqrt{\frac{\alpha\Delta}{\alpha+2}} \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{\alpha-2}{\alpha+2}} \quad (\text{B.33})$$

Cette étude des fibres montre que le caractère multimode d'une fibre est relié à ces paramètres opto-géométriques et nous donne un moyen simplifié de calculer le nombre de groupes de modes et leurs constantes de propagation. Ce qui nous sera utile par la suite.

B.6.2. Couplages de modes

Le couplage de modes correspond à un transfert d'énergie entre modes; ce couplage s'effectue aussi bien entre les modes guidés entre eux qu'entre les modes guidés et les modes rayonnés. Il est le résultat de causes internes ou externes [108]. Les causes externes peuvent être liées aux perturbations environnementales, à savoir variation de température, variation de pression, forces, vibrations mécaniques, etc. Les causes internes sont liées principalement aux défauts de fabrication à savoir :

- Déviation de l'axe optique de la fibre ;
- Variation du rayon du cœur (variation de la circularité)
- Microdéformations, micro-courbures et diffusion dues aux impuretés ;
- Irrégularité de l'interface cœur-gaine ;
- Variation de l'indice de réfraction.

La figure B.7 montre un exemple illustratif d'un couplage de modes créé par un centre de diffusion dû aux impuretés dans la fibre. Lorsque un mode arrive sur un centre de diffusion, il est absorbé et réémis à la même longueur d'onde, mais dans des directions différentes de la direction d'arrivée. Le mode initial est alors transformé en

d'autres modes. Étant donné que certaines directions ne répondent plus aux conditions de réflexion totale, certains modes sont alors perdus (couplage avec les modes rayonnés).

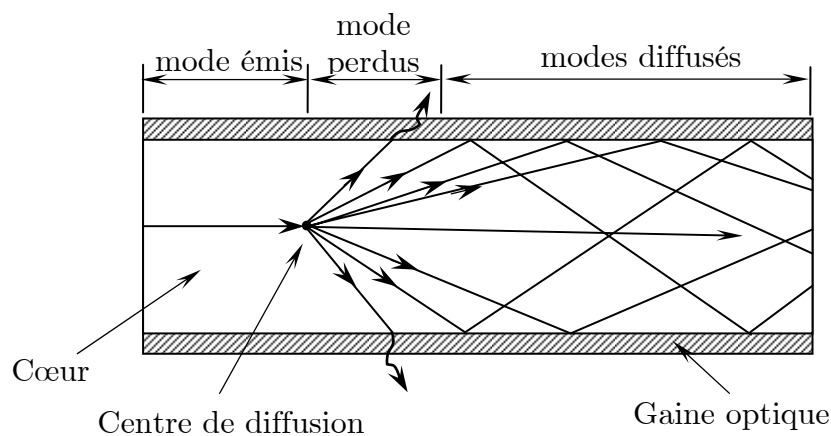


Figure B.7 couplage de modes par un centre de diffusion

B.6.3. Distribution modale

On distingue la distribution uniforme et la distribution stationnaire dite distribution modale d'équilibre. Cette dernière est obtenue grâce au couplage de modes; elle se caractérise par un régime stationnaire dit, régime d'équilibre modal, dans lequel les proportions de la population modale deviennent stables dans le temps. Cet équilibre est atteint à partir d'une certaine distance de propagation appelée longueur d'équilibre, pour laquelle la distribution ne dépendra plus des conditions d'injection, mais de la nature de la fibre. Suivant l'importance de ces défauts aléatoires de la fibre, la longueur d'équilibre peut varier de quelques décimètres à plusieurs kilomètres. Pour atteindre l'équilibre modal, il existe des mélangeurs de modes qui forcent les différents modes à leur position définitive. La distribution uniforme quant à elle correspond au cas où tous les modes (physiquement, en réalité, il s'agit de groupe de modes) sont excités de façon uniforme.

B.6.4. Atténuation modale

En plus de l'atténuation intrinsèque de la fibre qui est une propriété du matériau, les fibres multimodes présentent une atténuation supplémentaire causée par les couplages de modes dite atténuation modale. Elle s'exprime par la relation suivante [73]:

$$\gamma(m) = \gamma_0 + \gamma_0 J_\rho \left(\kappa \left(\frac{m-1}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \right) \quad (\text{B.34})$$

avec γ_0 atténuation des modes d'ordre inférieur qui traduit l'atténuation intrinsèque de la fibre, J_ρ est définie comme étant la fonction de Bessel modifiée d'ordre ρ et κ une constante de poids.

B.6.5. Excitation des modes

On considère ici une excitation axiale des fibres multimodes avec un spot gaussien. Dans le cas où l'ouverture numérique du faisceau est plus petite que l'ouverture numérique de la fibre, le nombre de groupe de modes excités par le faisceau gaussien de rayon w est donné par [109]:

$$M_{\text{excité}} = M_0 \left[\left(\frac{w}{a} \right)^2 + \frac{1}{2\pi^2 n_1^2 \Delta} \left(\frac{\lambda}{w} \right)^2 \right]^{\frac{\alpha+2}{2\alpha}} \quad (\text{B.35})$$

Avec M_0 est le nombre total de groupes de modes de la fibre.

Liste des publications

Articles publiés dans des revues à comité de lecture

H. Medjadba S. Lecler, L. M. Simohamed, J. Fontaine, P. Meyrueis., Investigation of mode coupling effects on sensitivity and bias of a multimode fiber loop interferometer: Application to an optimal design of a multimode fiber gyroscope, *Optical Fiber Technology*, Vol. 17, pp. 50-58, 2011.

H. Medjadba, S. Lecler, L. M. Simohamed, J. Fontaine, R. Kiefer, «An Optimal open-loop multimode fiber gyroscope for rate-grade performance applications», Soumis à “*Optical Fiber Technology*”, 10.1016/j.yofte.2011.06.018.

Communication dans une conférence internationale

H. Medjadba, S. Lecler, L. M. Simohamed, A. Chakari « Modeling a multimode Sagnac interferometer: Application for an embarked fiber optic gyroscope», SPIE, Photonics Europe, Strasbourg, 7 - 11 avril 2008.

H. Medjadba, S. Lecler, L. M. Simohamed, A. Chakari, N. Javahiraly, «Optimizing the optical components choice for performances improvement of multimode fiber gyroscope», SPIE, Defense, Security and Sensing, Orlando, USA, 13 - 17 avril 2009.

H. Medjadba, S. Lecler, L. M. Simohamed, P. Meyrueis, «Realization and test of an open loop multimode fiber gyroscope», 20th International conference on optical fiber sensors (OFS20), Edinburg, UK, 5-9 octobre 2009.

Articles publiés dans une conférence nationale

H. Medjadba, S. Lecler, L. M. Simohamed, J. Fontaine, P. Meyrueis « Gyromètre à fibre multimode à bas-coût pour les applications de moyennes performances» CMOI 2010, Toulouse, France, 15-19 novembre 2010.

Bibliographie

- [1] G. T. Schmidt, «Advances in Navigation Sensors and Integration Technology», Lecture Series, RTO/NATO Educational Notes, EN-SET-064, 2003.
- [2] A. Lawrence, «Modern Inertial Technology Navigation: Guidance and Control», Ed. Springer, second edition, 1998.
- [3] G. Sagnac, «L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme», *Compte-rendu de l'Académie de Sciences*, Vol. 157, pp. 708-710, 1913.
- [4] W. M. Macek, D. T. M. Davis, «Rotation rate sensing with traveling-wave ring lasers», *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 2, pp. 67-68, 1963.
- [5] W. F. Caspary, «Gyroscope technology, statut and trends», *Applied Geodesy*, Vol. 12, pp. 163-179, 1987.
- [6] J. Blaney, «Navigation», *Physics in technology*, Vol. 16, p. 200, 1985.
- [7] V. Vali, R. W. Shorthill, «Fiber ring interferometer», *Appl. Opt.*, Vol. 15, pp. 1099-1100, 1976.
- [8] V. Vali, R. W. Shorthill, «Ring interferometer 950 m long», *Appl. Opt.*, Vol. 16, pp. 290-291, 1976.
- [9] S. Merlo, M. Norgia, S. Donati, « Handbook of fiber optic sensing technology», edited by José Miguel López-Higuera, John Wiley & Sons, (2000).
- [10] R. Y. Liu, R. C. Dankwort, T. F. El-Wailly, M. S. Bielas, «Progress toward an inertial grade fiber optic gyroscope», in: Institute of Navigation, National Technical Meeting, pp. 251-255, 1989.
- [11] E. Asami, Y. Sasaki, H. Hisa, Y. Yamada and Y. Ito, «Inertial grade IFOG Development», in: Intern. Conf. on Optical Fiber Sensors, Paper Tu36, pp. 1-3, 1996.
- [12] A. Cordova, R. Patterson, J. Rahu, L. Lam, D. Rozelle, «Progress in navigation grade IFOG performance», in: Proc. SPIE, Vol. 2837, pp. 207-217, 1996.
- [13] K. Killian, M. Burmenko, W. Hollinger, «High performance fiber optic gyroscope with noise reduction», in: Proc. SPIE, Vol. 2292, pp. 255-263, 1994.
- [14] G.A. Sanders et al., «Progress in High Performance Fiber Optic Gyroscopes», in: OFS'97, Technical Digest, Paper OWB1, pp. 116-121, 1997.

- [15] M. S. Perlmutter, «A tactical fiber optic gyro with all-digital signal processing», in: Proc. SPIE, Vol. 2070, pp. 192-205, 1993.
- [16] G. A. Sanders et al., «Fiber-optic gyro development for a broad range of applications», in: Proc. SPIE, Vol. 2510, pp. 2-11, 1995.
- [17] K. Hotate, «Fiber Sensor Technology Today», Optial Fiber Technol. Vol. 3, pp. 356-402, 1997.
- [18] R.A. Bergh, H.C. Lefevre, H.J. Shaw, «All-single-mode fiber-optic gyroscope with long-term stability», Opt. Lett., Vol. 6, pp.502-504, 1981.
- [19] L. Ojeda, H. Chung, J. Borenstein, «Precision calibration of fiber-optics gyroscopes for mobile robot navigation», in: International Conference on Robotics 8 Automation, Proc. IEEE, pp. 2064-2069, 2000.
- [20] D. Allen, S. M. Bennett, J. Brunner, R. B. Dyott, «A low cost fiber optic gyro for land navigation», in: Proc. SPIE, Vol. 2292, pp. 203-217, 1994.
- [21] S. Oho, H. Kajioka, T. Sasayama, «Optical Fiber Gyroscope for Automotive Navigation», IEEE Transactions on Vehicular Technol., Vol. 44 pp. 698-705, 1995.
- [22] K. Ono, Y. Nishiura M. Nishikawa, «A small-sized, compact, open-loop fibre-optic gyroscope with stabilised scale factor», Meas. Sci. Technol., Vol. 1, p. 1078, 1990.
- [23] S. Emge, S. Bennett, R. Dyott, J. Brunner, D. Allen, «Reduced minimum configuration fiber optic gyro for land navigation applications Fiber and Integrated Optics», Fiber and Integrated Optic, Vol. 16, pp. 427 – 437, 1997.
- [24] H. Kajioka et al., «Commercial applications of mass-produced fiber optic gyros», in Proc. SPIE, Vol. 2837, pp.18-32, 1996.
- [25] D. R. Johnson, R. J. Fredricks, «Low cost multimode fiber optic rotation sensor», in Proc. SPIE, Fiber optic and laser sensors V, Vol. 985, p. 106-116, 1988.
- [26] J.C. Radix, «La navigation par inertie», ed. Que sais-je ?, Paris, 1235, 1967.
- [27] D. M. Shupe, «Fiber resonator gyroscope: Sensitivity and thermal nonreciprocity», Appl. Opt., Vol. 20, 286-289, 1981.
- [28] R. E. Meyer, S. Ezekiel, D. W. Stowe, V. J. Tekippe, "Passive fiber-optic ring resonator for rotation sensing," Opt. Lett. Vol. 8, pp. 644-646, 1983.
- [29] R. K. Kadiwar, I. P. Giles, « Optical fibre Brillouin ring laser gyroscope », Electronics letters, Vol. 25, pp. 1729-1731, 1989.

- [30] G.K. Fedder, « MEMS fabrication », polycope, Department of Electrical and Computer Engineering and The Robotics Institute Carnegie Mellon University, Pittsburgh.
- [31] M.N. Armenise, «Gyroscope technologies for space application», Internal Report, ESA-ESTEC IOLG PROJECT, Contract DEE-MI, 2003.
- [32] F. Zarinetchi, S. P. Smith, S. Ezekiel, «Stimulated Brillouin fiber-optic laser gyroscope», *Opt. Lett.*, Vol. 16, pp. 229-231, 1991.
- [33] S. Ezekiel, H. J. Arditty, «Fiber-Optic Rotation Sensors», Springer-Verlag, Berlin, 1982.
- [34] W. K. Burns, R. P. Moeller, C. A. Villaruel, and M. Abebe, «Fiber-optic gyroscope with polarization-holding fiber», *Opt. Lett.*, Vol. 8, pp. 540-542, 1983.
- [35] H. C. Lefevre, R. A. Bergh, and H. J. Shaw, All-fiber gyroscope with inertial navigation short-term sensitivity, *Opt. Lett.*, Vol. 7, pp. 454-456, 1982.
- [36] R.A. Bergh, H.C. Lefevre, H.J. Shaw, «All-single-mode Fiber-optic Gyroscope», *Opt. Lett.*, Vol. 6, pp.198-200, 1981.
- [37] H.C. Lefevre, «The Fiber Optic Gyroscope», Artech House, Boston, 1993.
- [38] W. K. Burns, C.-L. Chen und R. P. Moeller, «Fiber-Optic Gyroscopes with Broad-Band Sources», *IEEE Journal of Lightwave Technology* LT-1(1), 98-105, (1983).
- [39] K. Bohm, P. Marten, K. Petermann, E. Weidel, R. Ulrich, «Low-drift using a superluminescent diode», *Elect. Lett.*, 17, pp. 352-353, 1981.
- [40] E. C. Kintner, «Polarization control in optical-fiber gyroscopes, » *Opt. Lett.* 6, 154-156, 1981.
- [41] S. L. A. Carrara, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, «Bias drift reduction in polarization-maintaining fiber gyroscope», *Opt. Lett.*, Vol. 12, pp.214-216.
- [42] W. K. Burns, R. P. Moeller, C. A. Villarruel, M. Abebe, «All-fiber gyroscope with polarization-holding fiber», *Optics Letters*, Vol. 9, pp. 570-572, 1984.
- [43] G. A. Sanders, B. Szafraniec, R.-Y. Liu, C. Laskoskie, L. Strandjord, G. Weed, «Fiber optic gyros for space, marine and aviation applications», in: *SPIE 20th Anniversary Conference*, Vol. 2837, 61-71, 1996.
- [44] A. D. Kersey, «A review of recent developments in fiber optic sensor technology», *Optical Fiber Technology*, Vol. 2, pp. 291-317, 1996.

- [45] K. Hotate, «Fiber optic gyro: Technologies and applications in Japan», in: Intern. Conf. on Optical Fiber Sensors, paper Tu4.1, pp. 89-95, 1993.
- [46] J. N. Blake, J. R. Feth, J. A. Cox, R. Goettsche, «Design and test of a production open loop all-fiber gyroscope», Proceedings of SPIE, Vol. 1169, 1989.
- [47] H. Poisel, G. F. Terommer, W. Buhler, E. Hartl, R. Muller, «Low-cost fibre-optic gyroscope», Electronics Lett., Vol. 26, pp. 69-70, 1990.
- [48] M. N. Armenise, V. M. N. Passaro, F. De Leonardis, M. Armenise, «Modeling and Design of a Novel Miniaturized Integrated Optical Sensor for Gyroscope », Journal of lightwave technol., Vol. 19, pp. 1476-1494, 2001
- [49] X. Xiaobin, Y. Xiaosu, Z. Chunxi, «Design of miniaturized fiber optic gyroscope», in: SPIE proceeding, Vol. 6358, pp. 63581X.1-63581X.6, 2006.
- [50] M. S. Perimutter, «A Tactical Fiber Optic Gyro With All-Digital Signal Processing», in SPIE proceeding, Fiber Optic and Laser Sensors XI, Vol. 2070, 1990.
- [51] Y. Gronau, M. Tur, «Digital signal processing for an open-loop fiber-optic gyroscope», Appl. Opt. 34, pp. 5849-5853, 1995.
- [52] Y. Yah, D. I. Kim, B. Y. Kim, «New digital closed-loop processor for a fiber-optic gyroscope», Vol. 11, pp. 361 – 363, 1999.
- [53] N. Yazidi, F. Ayazi, K. Najafi, «Micromachined Inertial Sensors», in: Proc. IEEE, Vol. 86, pp. 1641-1659, 1998.
- [54] M. Bouamra, P. Meyrueis, «Multimode fiber optic gyrometer», in: Proc. SPIE, Vol. 1585, pp. 309–321, 1991.
- [55] A. E. Bazarov, A. T. Semenov, «Nonreciprocal effects in a ring interferometer with a multimode fiber waveguide», Sov. J. Quant. Electron. Vol. 14, pp. 522–527, 1984.
- [56] R.A. Bergh, H.C. Lefevre, H.C. Shaw, «Compensation of the optical Kerr effect in fiber-optic gyroscopes», Opt. Lett. Vol. 7, pp. 282–284, 1982.
- [57] G. Pavlath, H.G. Shaw, «Multimode Fiber Gyroscopes», in: Fiber Optic Rotation Sensors and Related Technology, Springer series in optical sciences, Springer-Verlag, pp. 32–33, 1982.
- [58] H. J. Shaw, G. A. Pavlath, «Multimode fiber optic rotation sensor», US Patent No. 4634282, 1983.
- [59] S. V. Bessonova et al., «Fiber-optic ring interferometer with a multimode waveguide», Sov. J. Quant. Electron. Vol. 13, pp. 1403–1405, 1983.

- [60] E. I. Alekseev, E. N. Bazarov, V.G. Izraelyan, A.V. Kukhta, «Ring interferometer with a multimode fiber waveguide», *Sov. J. Quant. Electron.* Vol. 14, pp. 1436–1442, 1984.
- [61] A. E. Bazarov, N.A. Zhuchkov, E.V. Polyakov, A.T. Semenov, «Contrast of a photomixing signal in a multimode ring interferometer», *Sov. J. Quant. Electron* Vol. 15, pp. 1301–1303, 1985.
- [62] M. M. Bykov, B.G. Gorshkov, I.K. Zaslanko, «Investigation of a correlation fiber optic ring interferometer based on a multimode optical fiber», *Radiophys Quant. Electron.*, Vol. 34, pp. 515–518, 1991.
- [63] D. R. Johnson, R. J. Fredricks, «Performance enhancement of a low cost multimode fiber optic rotation sensor», in: *Proc. SPIE*, Vol. 61, pp. 218–226, 1988.
- [64] D. R. Johnson, R.J. Fredricks, S.C. Vuong, D.T. Dembinski, S.H. Sabri, «Multimode fiber optic rotation sensor with low-cost digital signal processing», in: *Proc. SPIE*, Vol. 1367, pp. 140–154, 1990.
- [65] R. J. Fredricks, D. R. Johnson, S. H. Sabri, M. H. Yu, «Performance comparison of various low-cost multimode fiber optic rotation rate sensor designs», in: *Proc. SPIE*, Vol. 1367, pp. 127–139, 1990.
- [66] S. L. Galkin, V. A. Nikolaev, «Design characteristics of multimode fiber-optic gyroscopes», *Priborostroenie Org. Chem.* Vol. 33, pp. 50–54, 1990.
- [67] P. Meyrueis, M. Bouamra, «Multimode fiber optic gyrometer with improved resolution and stability», *FR Patent No. WO 98/21551*, 1998.
- [68] O. Lodge, «Aberration problems», *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A 184, p. 149, 1897.
- [69] A. Michelson, «Relative Motion of Earth and Aether», *Philosophical Magazine* Vol.6, pp. 716-719.
- [70] F. Harress, «Die Geschwindigkeit des Lichtes in bewegten Kopern», *Dissertation*, Jena, 1912.
- [71] A. A. Michelson, H. G. Gale, and F. Pearson, «The Effect of the Earth's Rotation on the Velocity of Light», *Astrophysical Journal*, Vol. 61, p.140, 1925.
- [72] A. Einstein, «Relativity: The Special and the General Theory», *New York: Henry Holt and Company*, 1920.
- [73] V. Vali, R. W. Shorthill, M. F. Berg, «Fresnel-Fizeau effect in a rotating optical fiber ring interferometer», *Appl. Opt.*, Vol. 16, pp. 2605-2607, 1977

- [74] P. Harzer, *Astron. Nachr.*, Vol. **198**, p 378, (1914).
- [75] H. Lefevre, «Principe du gyrofibre, le gyromètre des futures applications à haute dynamique» *Revue Scientifique et Technique de la Défense*, 1990.
- [76] R. A. Bergh, H. Lefevre, «An overview of fiber-optic gyroscopes», *Journal of Lightwave technology*, Vol. Lt-2, pp. 91-107, 1984.
- [77] H. J. Arditty, H. C. Lefevre, «Sagnac effect in fiber gyroscopes», *Optics Letters*, Vol. 6, pp. 401-403, 1981.
- [78] S. Marlo, M. Norgia, «Fibre gyroscope principles», Polycopie, Electrooptics Group University of Pavia, Italy, 2000.
- [79] S. Blin, M. J. F. Digonnet, «Noise Analysis of an Air-Core Fiber Optic Gyroscope» *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 19, 1520-1522.
- [80] R. C. Rabelo, R. T. de Carvalho, J. Blake, «SNR Enhancement of Intensity Noise-Limited FOGs», *Journal of Lightwave Technol.* Vol. 2, pp. 2146-2150, 2000.
- [81] K. Iwatsuki, «Excess Noise Reduction in Fiber Gyroscope Using Broader Spectrum Linewidth Er-Doped Superfluorescent Fiber Laser», *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 3, pp. 281-283. 1991.
- [82] W. K. Burns, R. P. Moeller, and A. Dandridge, «Excess noise in fiber gyroscope sources», *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 2, pp. 606-608, 1990.
- [83] G. A. Pavlath and H. J. Shaw, «Birefringence and polarization effects in fiber gyroscopes», *Applied Optics*, Vol. 21, pp. 1752-1757.
- [84] R. Ulrich, «Fiber-optic rotation sensing with low drift», *Opt. Lett.*, Vol. 5, pp. 173-175, 1980.
- [85] O. Laznicka, L. Freier, J. Gilmore, M. Fontanella, «IFOG Technology Achievements at Draper Laboratory», in *SPIE Vol. 2292, Fiber Optic and Laser Sensors XI*, pp. 177-191, 1994.
- [86] J. S. Spammer, P. L. Swart, «Noise Properties of a Quadrature Phase Tracker for Interferometric Optical Fiber Sensors», *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 45, pp. 935-941, 1996.
- [87] E. Kiesel, «Impact of Modulation-Induced Signal Instabilities on Fiber Gyro Performance», in: *SPIE Proceedings, Fiber Optic and Laser Sensors V*, Vol. 838, pp. 129–139, 1987.

- [88] C. Seidel, «Optimierungsstrategien für faserfaseroptische Rotationssensoren: Einfluss der spektralen Eigenschaften der Lichtquelle», Thèse de docteur ingénieur, Karlsruhe, 2004.
- [89] D. M. Shupe, «Thermally induced nonreciprocity in the fiber-optic interferometer», *App. Opt.*, Vol. 19, pp. 654–655, 1980.
- [90] F. Mohr, «Thermooptically Induced Bias Drift in Fiber Optical Sagnac Interferometers», *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, pp. 27–41, 1996.
- [91] P. B. Ruffin, C. M. Lofts, C. C. Sung, and J. L. Page, «Reduction of nonreciprocity in wound fiber optic interferometers», *Opt. Eng.*, Vol. 33, pp. 2675–2679, 1994.
- [92] K. Takada, «Calculation of Rayleigh backscattering noise in fiber-optic gyroscopes», *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 2, pp. 872–877, 1985.
- [93] I. A. Andronova, «Physical problems overview of fiber gyroscopy based on the Sagnac effect » *Physics-Uspekhi*, Vol. 45, pp. 793–817, 2002.
- [94] R. A. Bergh, H. C. Lefevre, and H. J. Shaw, «Compensation of the optical Kerr effect in fiber-optic gyroscopes», *Opt. Lett.* Vol. 7, p. 282, 1982.
- [95] M. A. Tioman, «Capteur de température à fibre optique par effet modal», Thèse de l'université Louis Pasteur, Strasbourg, 1990.
- [96] M. Eckerle, A. Chakari, P. Meyrueis, «Experimental mode coupling analysis in optical waveguides for sensor and component optimization», *Opt. Laser Technol.* Vol. 28 pp. 373–380, 1996.
- [97] G. Jiang, R.F. Shi, A.F. Garito, «Mode coupling and equilibrium mode distribution conditions in plastic optical fibers», *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 9 pp. 1128–1130, 1997.
- [98] G. Martini, «Analysis of a single-mode optical fiber piezoceramic phase modulator, *Optics and quantum electronics*, Vol. 19, pp. 179–190, 1987.
- [99] M. Dignonnet, S. Blin, H. K. Kim, V. Dangui, G. Kino, «Sensitivity and stability of an air-core fibre-optic gyroscope», *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 18, pp. 3089–3097, 2007.
- [100] V. Logozinski «Non-Faraday magnetically induced nonreciprocity in a fiber optic gyro», *Journal of communication technology and electronics*, Vol. 51, pp. 890–894, 2006.

- [101] D. Allen, S. M. Bennett, J. Brunner, R. B. Dyott, «A low cost fiber optic gyro for land navigation», in: SPIE Proceeding, Vol. 2292, pp. 203-217, 1994.
- [102] H. Kajioka et al., «Commercial applications of mass-produced fiber optic gyros», SPIE Proceeding, Vol. 2837, pp. 18-32, 1996.
- [103] «IEEE Standard Specification Format Guide and Test Procedure for Single-Axis Laser Gyros», Published by The Institute of Electrical and Electronical Engineers, New York, 1981.
- [104] «IEEE Standard Specification Format Guide and Test Procedure for Single-Axis Interferometric Fiber Optic Gyros», Published by The Institute of Electrical and Electronical Engineers, New York, 1997.
- [105] D. Holleville, «Conception et realisation d'un gyromètre à atome froid fondé sur l'effet Sagnac pour les ondes de matière», Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2001.
- [106] F. Yver Leduc, «Caractérisation d'un capteur inertielle à atome froid», Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay, 2004.
- [107] R. Olshansky, «Propagation in glass optical fiber», Reviews of modern physics, Vol. 51, pp. 341-367, 1979.
- [108] G. Yabre, «Comprehensive theory of dispersion in graded-index optical fibers», J. Lightwave Technol., Vol. 18, pp. 166-177, 2000.
- [109] G. Yabre, «Influence of core diameter on the 3-dB bandwidth of graded-index optical fibers», J. Lightwave Technol., Vol. 18, pp. 668-676, 2000.

Résumé

L'objectif du travail présenté dans cette thèse est de développer un gyroscope à fibre optique multimode de nouvelle génération basé sur un choix optimal de ces composants et de la technique de traitement du signal. Le travail se divise principalement en deux parties. La première partie est consacrée à la modélisation de l'interférométrie Sagnac à fibre multimode, permettant l'étude de l'effet du phénomène des couplages de modes sur les performances. Les résultats de cette modélisation ont été appliqués pour optimiser le choix des composants pour la conception d'un nouveau prototype. La deuxième partie est consacrée à la réalisation expérimentale du prototype et à la caractérisation de ses performances.

Mots clés

Gyroscope; fibre optique; effet Sagnac; interféromètre à fibre multimode.

Abstract

The aim of the work presented in this thesis is to develop a new version of a multimode fiber optic gyroscope based on the optimal choice of the optical components and the signal processing. The work is mainly divided to two parts. The first part is devoted to the modeling of multimode Sagnac interferometer and allows the study of the effect of the modes coupling on the gyroscope performances. The modeling results are used to optimize the choice of the gyroscope components. The second part is dedicated to the experimental setup of the new prototype of the gyroscope and for the performances characterization.

Keywords

Gyroscope; fiber optic; Sagnac effect; multimode fiber interferometer.