N° D'ORDRE :

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

PAR

Sylvie BERNHARDT

GYROMÈTRE À FIBRE À DOUBLE CONJUGAISON DE PHASE :
- ÉTUDE D'UN NOUVEAU MATÉRIAU PHOTOREFRACTIF
- RÉALISATION D'UN DÉMONSTRATEUR

soutenue le 28 septembre 2001 devant la commission d'examen

M. J.T.	AUDREN	Invité
Mme. J.	BELLONI	
MM. M.	FONTANA	Rapporteur
J.	MANGIN	
G.	ROOSEN	Directeur de thèse
D.	RYTZ	
Mlle. N.	WOLFFER	Rapporteur

Remerciements

Je remercie tout d'abord Pierre Chavel pour m'avoir accueilli au laboratoire Charles Fabry. Je remercie également la société Sagem pour avoir financé mes travaux de recherche et Jean-Thierry Audren pour avoir supervisé ce projet.
Je suis reconnaissante à Gérald Roosen, mon directeur de thèse, de m'avoir accueilli dans son groupe de recherche et pour son soutien dans les moments de doute. Je pense avoir beaucoup appris pendant les trois années de thèse que j'ai passées dans son groupe.
Je tiens à remercier particulièrement Philippe Delaye pour son optimisme, son aide précieuse et ses nombreuses idées. Sa contribution à ce travail de thèse est considérable.
Je remercie le professeur Schirmer et son équipe de l'université d'Osnabrück pour les nombreux cristaux de BCT qu'ils nous ont prêtés et qui ont permis l'aboutissement de cette thèse. Je les remercie également pour les échanges fructueux que nous avons pu avoir au sujet de ces cristaux.
Je remercie Daniel Rytz pour sa gentillesse et les nombreux cristaux qu'il a réalisés pour nous.
Je remercie également Thierry Salva qui travaille sur la croissance des cristaux de BCT.
J'ai été très sensible à l'ambiance du groupe de recherche dans lequel j'ai passé ces trois années de thèse et je tiens à remercier tous ses membres qui m'ont permis de travailler dans une ambiance agréable.
J'ai beaucoup apprécié l'enthousiasme et les conseils avisés de Nicolas Dubreuil et Jean-Michel Jonathan. Je remercie Gilles Pauliat pour sa disponibilité.
Je suis reconnaissante à Robert Frey, sans l'aide de qui je n'aurais pas pu mener à bien mes expériences avec le laser titane-saphir.
Je remercie Virginie Luyckx pour son enthousiasme et sa disponibilité permanentes.
J'ai beaucoup apprécié Antoine Godard en tant que collègue de bureau, toujours de bonne humeur et prêt à rendre service. Même notre rivalité pour le prix du bureau le plus encombré n'a pas altéré notre entente.
Merci à Sébastien de Rossi et Laurent Meilhac avec lesquels j'ai partagé les hauts et les bas de ces trois années de thèse. Ils ont également eu la gentillesse de m'accepter dans leur équipe de volley-ball.
La présence féminine de Florence Grappin a été un grand réconfort.
C'est avec joie que j'ai cédé mon bureau à Sébastien Maerten sachant qu'il en prendrait grand soin. J'ai pu apprécier sa disponibilité et son franc-parler pendant cette année passée ensemble.
Je remercie Vincent Reboud et Yann Rouchausse pour leur constante joie de vivre, et également Yann Frauel et Laurent Frey avec lesquels j'ai partagé mes premières années de thèse.
Je remercie également Holger Vennhuis et Lauren Mize pour leur contribution à ce travail.
J'adresse un grand remerciement aussi à toutes les personnes de l'atelier d'optique, de mécanique et de l'Institut d'Optique en général qui ont toujours été disponibles. Je remercie particulièrement Michel Gaulon de l'atelier de mécanique pour avoir eu la patience de déchiffrer mes dessins. Je suis particulièrement reconnaissante à André Villing pour sa disponibilité et son aide dans tous les problèmes électroniques que j'ai pu rencontrer.
Enfin, je remercie Salissou pour sa patience, son écoute et son soutien constant pendant ces trois années de thèse.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION.....1

PARTIE 1 : Chapitre 1 : Présentation de l'étude.....5

I. Gyromètres à fibre optique.....7
I.1. Principe.....8
I.2. Réciprocité.....9
I.3. Détection de phase.....10
I.4. Sources de bruit.....12
I.5. Configuration minimale d'un gyromètre à fibre.....13
I.6. Technologie.....13
II. Gyromètres à fibre à miroir à double conjugaison de phase.....14
II.1. Description du projet.....14
II.2. État de l'art.....15
II.2.a. Principe de la conjugaison de phase.....15
II.2.b. Utilisation de la conjugaison de phase dans un gyromètre à fibre.....16
II.3. Le miroir à double conjugaison de phase.....17
II.3.a. Principe.....18
II.3.b. Insertion du miroir à double conjugaison de phase dans le gyromètre...19
II.3.c. Transfert du déphasage Sagnac dans le miroir à conjugaison de phase..20
II.3.d. Conclusion.....21
III. Choix d'un cristal photoréfractif.....22
III.1. Les semiconducteurs et les sillénites.....22
III.2. Les ferroélectriques.....22
III.2.a. Le titanate de baryum ($BaTiO_3$).....23
III.2.b. Le titanate de baryum calcium ($Ba_{0,77}Ca_{0,23}TiO_3$).....23
III.2.c. Autres cristaux ferroélectriques.....24
IV. Conclusion.....24

PARTIE 2 : ÉTUDE PHOTORÉFRACTIVE DU CRISTAL DE BCT.....25

Introduction.....27

Chapitre 2 : Propriétés intrinsèques du cristal de BCT.....29

I. Le cristal de $Ba_{0,77}Ca_{0,23}TiO_3$ (BCT).....31
I.1. Réalisation des cristaux.....31
I.1.a. Croissance du $BaTiO_3$.....31
I.1.b. Croissance de BCT.....32
I.2. Structure du cristal.....33
II. Première étude rapide par couplage deux ondes.....34
II.1. Présentation des techniques de mesures.....34
II.1.a. Mesure du gain photoréfractif.....34
L'effet photoréfractif.....34
Le couplage deux ondes.....34
Le gain photoréfractif.....35
Expression théorique du gain photoréfractif.....36
II.1.b. Coefficients électro-optiques et constantes diélectriques effectifs.....37
II.2. Expériences classiques de caractérisation photoréfractive.....39
II.2.a. Dépendance du gain photoréfractif avec l'éclairement.....39
II.2.b. Dépendance du gain photoréfractif avec le pas du réseau.....40
Cas où le vecteur réseau est parallèle à l'axe optique.....40
Détermination de r_{42}.....43
II.3. Conclusion.....44
III Étude plus approfondie des coefficients électro-optiques.....45
III.1. Expériences en rotation.....45
III.1.a. Cristaux taillés à 0°.....47
III.1.b. Cristal taillé à 45°.....49
III.2. Les effets électro-optiques indirects.....50
III.3. Détermination théorique des contributions électro-optiques indirectes.....53
III.3.a. Détermination des paramètres de la phase quadratique à partir de ceux de la phase cubique.....54
Effet électro-optique.....54
Coefficients piézo-électriques et constantes élastiques.....55

Effet élasto-optique....57
III.3.b. Valeurs théoriques de ces paramètres....57
Validation du modèle : cas du $BaTiO_3$....57
Application du modèle : cas du BCT....60
III.4. Confrontation du modèle avec les résultats expérimentaux....61
III.4.a. Premiers ajustements : présence d'un facteur de réduction....61
III.4.b. Ajustements des courbes : réévaluation des coefficients Kerr....63
III.4.c. Validation des paramètres : cristal à 45°....65
III.4.d. Évaluation de r_{42}^T....66
III.4.e. Jeu de paramètres final de la phase cubique de BCT....67
III.4.f. Jeu de paramètres final de la phase quadratique de BCT....67
III.5. Évaluation des coefficients électro-optiques....68
III.5.a. Cas où $\beta=0$....68
III.5.b. Mesure autour de $\beta=\frac{\pi}{2}$....70
III.6. Détermination de la configuration qui permet d'obtenir le gain optimum....70
IV Conclusion....72

CHAPITRE 3 : Sensibilité proche infrarouge du cristal de BCT....73

I. Effet photoréfractif dans $BaTiO_3$:Rh à 850 nm....75
I.1. Insertion du rhodium dans le cristal de $BaTiO_3$....76
I.2. Modèle à trois états de charge....76
I.3. Détermination des paramètres à 850 nm....77
I.3.a. Expériences en fonction de l'intensité....78
I.3.b. Expériences à saturation en intensité....80
I.3.c. Détermination des sections efficaces de photoionisation à 850 nm....81
I.4. Optimisation des paramètres du cristal : problème de l'intensité de saturation....82
I.4.a. Prévisions théoriques....83
Influence de l'intensité de saturation sur le fonctionnement du MDCP..83
Origine physique de I_{sat}....83
Optimisation de I_{sat}....84
I.4.b. Confirmation expérimentale....86
I.5. Conclusion....88

II. Effet photoréfractif dans BCT:Rh à 850 nm.....88
II.1. Étude de cristaux de BCT:Rh pour des dopages jusqu'à 2000 ppm.....88
II.1.a. Cristaux étudiés.....88
II.1.b. Résultats expérimentaux.....92
Expériences en fonction de l'intensité.....92
Expériences à saturation en intensité, variation avec le pas.....96
Temps de réponse.....97
II.1.c. Discussion.....99
II.2. Transport de charges dans les cristaux de BCT:Rh.....100
II.2.a. Modèle à trois états de charge.....100
II.2.b. Modèle de transport de charge pour le BCT:Rh.....102
Description du modèle à trois niveaux.....102
Choix des paramètres initiaux.....104
Simulations numériques.....106
Validité du modèle.....108
II.3. Expériences complémentaires : étude de cristaux dopés 4000 et 10000 ppm.....109
II.3.a. Mesure de l'intensité de saturation 111
II.3.b. Mesure de la dépendance du gain avec le pas du réseau.....112
II.3.c. Confrontation avec les simulations.....114
II.3.d. Influence du fer sur l'intensité de saturation.....114
II.3.e. Conclusion.....115
II.4. Influence du codopage sodium et des traitements post-croissance.....116
II.4.a. Résultats expérimentaux.....116
Cristaux étudiés.....116
Influence sur l'intensité de saturation.....120
Influence sur la densité effective de pièges.....121
Influence sur le temps de réponse.....122
Conclusion.....123
II.4.b. Prévisions théoriques : évolution des performances avec N_{ad}.....123
Effet sur les différentes concentrations.....123
Effet sur l'intensité de saturation.....124
Effet sur la densité effective de pièges.....125
II.4.c. Conclusion.....126

II.5. Étude des coefficients électro-optiques à 850 nm....126
II.5.a. Mesures en rotation....126
II.5.b. Détermination des coefficients électro-optiques....128
Détermination de $r_{22}^{eff}(0)$ et $r_{33}^{eff}(0)$....128
Détermination de r_{42}^{T}....129
II.5.c. Dépendance de r_{22}^{eff} avec le taux de dopage....130
II.5.d. Conclusion....130
III. Premiers résultats obtenus sur le cristal de BCT:Rh à 1,06 μm....131
III.1. Résultats expérimentaux....131
III.2. Confrontation avec les expériences à 850 nm....134
IV. Conclusion....135

Conclusion générale et perspectives....137

PARTIE 3 : MISE AU POINT D'UN GYROSCOPE A FIBRE A CONJUGAISON DE PHASE....141

Chapitre 4 : Réalisation et optimisation d'un miroir à double conjugaison de phase à 850 nm....143

I. Le miroir à double conjugaison de phase....145
I.1. Rappel du principe....145
I.2. Configurations intéressantes proposées dans la littérature....145
I.3. Modélisation....148
I.3.a. Modélisation du mélange à 4 ondes....149
I.3.b. Cas particulier du miroir à double conjugaison de phase....150
I.3.c. Transmission du miroir à double conjugaison de phase....153
I.3.d. Fidélité de la conjugaison de phase....153
I.3.e. Diffraction conique....154
II. Premières expériences....154
II.1. Choix du montage d'étude....154
II.1.a. Description....155
II.1.b. Intérêts des différents éléments....157
II.1.c. Évaluation expérimentale de la fidélité....157

II.2. Choix du cristal.....159
II.3. Premiers résultats expérimentaux.....160
II.3.a. Résultats obtenus avec le cristal taillé à 0°.....160
Détermination d'une configuration efficace.....160
Problème de conjugaison de phase auto-pompée.....161
II.3.b. Choix du cristal à 45°.....162
Définition d'une configuration efficace.....163
Premiers résultats obtenus avec ce cristal.....164
III. Optimisation du miroir à double conjugaison de phase.....166
III.1. Stabilité et répétabilité.....166
III.1.a. Optimisation du montage.....166
III.1.b. Influence de la taille du coeur de la fibre multimode.....168
Fibre multimode de 50 µm de coeur.....168
Fibre multimode de 100 µm de coeur.....168
Fibre multimode de 200 µm de coeur.....169
Fibre multimode de 600 µm de coeur.....169
Évaluation rapide de la fidélité de la conjugaison de phase.....169
III.1.c. Oscillation parasite.....170
Observations expérimentales.....170
Origine de ces instabilités.....171
Choix d'une nouvelle géométrie.....173
III.2. Puissance nécessaire.....174
III.2.a. Prévisions.....174
Estimation de la puissance minimale de fonctionnement du MDCP....174
Évaluation du temps de réponse.....175
III.2.b. Confirmation expérimentale.....175
III.3. Efficacité et fidélité de la conjugaison de phase.....177
IV. Conclusion et perpectives.....177
IV.1. Conclusion.....177
IV.2. Réalisation d'un MDCP avec un cristal de BCT.....178

Chapitre 5 : Démonstration de la faisabilité d'un gyromètre à fibre à conjugaison de phase.....181

I. Mise en oeuvre du gyromètre à fibre.....183
I.1. Description.....183
I.2. Mesure de la rotation de la terre.....184
I.3. Pertes dans le gyromètre.....186
II. Insertion du miroir à double conjugaison de phase dans le gyromètre.....186
II.1. Montage minimal.....186
II.2. Choix de la source.....188
II.2.a. Longueur de cohérence.....188
II.2.b. Puissance de la source.....189
II.2.c. Conclusion.....189
II.3. Résultats expérimentaux.....190
II.3.a. Expériences sans MDCP.....190
II.3.b. Expériences avec le MDCP.....191
Cristal X47 19 c/2.....192
Choix d'un nouveau cristal.....192
Résultats expérimentaux avec le cristal de $BaTiO_3$:Co.....193
III. Discussion et perspectives.....196

CONCLUSION.....199

Références.....203

INTRODUCTION

Les gyromètres à fibre optique deviennent progressivement un standard pour la mesure de vitesses de rotation dans le domaine des performances moyennes (1 °/h) comme celui des centrales de cap et d'altitude pour le pilotage.

Il serait intéressant de développer cette technologie vers les performances plus hautes (0,01 °/h) pour lui ouvrir le marché des centrales de navigation inertielle, actuellement dominé par les gyromètres laser.

Les gyromètres actuels utilisent 200 m de fibre à maintien de polarisation et une diode super-luminescente à 820 nm.

Cependant, l'augmentation des performances nécessite l'utilisation d'une fibre monomode à maintien de polarisation de 2 km de longueur et d'une source à spectre large de longueur d'onde stable. Étant donné le coût élevé de cette fibre (15 F/m), dont les gyromètres sont quasiment la seule application, le coût de la bobine de fibre devient une part majeure dans le prix du gyromètre qui n'est alors pas compétitif par rapport aux autres technologies comme les gyromètres laser.

La solution réside dans l'utilisation d'une fibre standard monomode ou multimode moins chère. Cependant, les problèmes de non-réciprocité et d'effondrement du signal dus à l'utilisation de ce type de fibres n'ont pas été résolus de façon satisfaisante à ce jour.

Une solution proposée pour résoudre ce problème est l'utilisation de la conjugaison de phase. Elle consiste en l'inversion d'une onde incidente, à la fois en direction de propagation et en terme de phase, et doit permettre de corriger les distorsions du front d'onde induites par la fibre multimode lors du second passage dans celle-ci et ainsi d'assurer un bon recouplage dans le filtre monomode.

Le but de cette étude a été de mettre au point un gyromètre à fibre à double conjugaison de phase. Afin de réaliser ce dispositif de conjugaison de phase, deux points ont été étudiés plus particulièrement.

- D'une part, il est nécessaire de mettre au point un cristal photoréfractif réalisant la conjugaison de phase qui ait un bon comportement en température et une bonne efficacité en conjugaison de phase à 850 nm.
- D'autre part, il faut concevoir un système de conjugaison de phase simple et efficace, s'intégrant facilement au gyromètre.

Le manuscrit est composé de 5 chapitres regroupés en 3 parties.
Le premier chapitre, qui constitue la première partie, présente tout d'abord les gyromètres à fibre. Il explique ensuite l'intérêt de la conjugaison de phase et la façon dont sera inséré le miroir à double conjugaison de phase dans le prototype. Enfin, nous expliquons le choix du matériau photoréfractif.

La seconde partie présente l'étude du cristal $Ba_{0,77}Ca_{0,23}TiO_3$ (BCT). Nous nous sommes intéressés à ce cristal du fait que $BaTiO_3$, qui permet d'obtenir une excellente efficacité en conjugaison de phase en raison de ses coefficients électro-optiques élevés, présente un inconvénient majeur : une transition de phase aux alentours de 10 °C qui détruit toutes ses propriétés photoréfractives. Pour s'affranchir de cette transition de phase, nous avons choisi le cristal de BCT, qui nous semble le plus adapté à notre application dans l'état actuel des connaissances. Ce cristal reste en phase quadratique de -120 °C à 98 °C. Toutefois, les propriétés de ce cristal étaient quasiment inconnues et nous avons entrepris dans ce travail de le caractériser. Le chapitre 2 décrit l'étude des propriétés intrinsèques de ce cristal. Nous avons d'abord étudié rapidement les coefficients électro-optiques puis nous avons approfondi ce travail en nous intéressant aux effets électro-optiques indirects. Le chapitre 3 concerne l'optimisation de la sensibilité du cristal à 850 nm. Nous avons pour cela étudié des cristaux dopés au rhodium et au fer avec différents taux de dopage. Nous nous sommes également intéressés aux effets des traitements tels que l'oxydation et le codopage au sodium. Nous avons ainsi déterminé la meilleure configuration et le meilleur cristal pour mettre en oeuvre un miroir à double conjugaison de phase (MDCP) avec ce matériau.

La troisième partie concerne la mise au point du gyromètre à fibre à double conjugaison de phase à 850 nm. Le chapitre 4 présente la conception et l'optimisation du montage de double conjugaison de phase avec un cristal de $BaTiO_3$:Rh. Cette étude nous a permis de trouver une configuration efficace et d'obtenir de bonnes performances de conjugaison de phase. Le chapitre 5 concerne l'insertion du MDCP dans le prototype de gyromètre. Nous avons d'abord décrit le fonctionnement du gyromètre. Ensuite, nous avons présenté l'insertion du MDCP dans le gyromètre et les mesures réalisées qui nous ont permis de démontrer que ce système pouvait mesurer des rotations. Enfin, nous nous sommes intéressés aux limitations et avons proposé une voie de recherche pour les dépasser.

PARTIE 1

Chapitre 1 : Présentation de l'étude

I. Gyromètres à fibre optique

Au cours des années 40, le développement d'accéléromètres et de gyromètres mécaniques sensibles a permis la mise au point de systèmes de navigation très précis. Ceux-ci calculent, à partir des données délivrées par les différents capteurs de rotation et d'accélération, le mouvement d'un véhicule et ainsi sa position exacte. Ces techniques de navigation dites inertielles ont constitué un progrès énorme par rapport aux techniques utilisées précedemment.
Le développement de gyromètres optiques repose sur la découverte de l'effet Sagnac en 1913 [Sagnac 13], à savoir la possibilité de détecter une rotation avec de la lumière en utilisant le principe d'un interféromètre en anneau. A cette époque, l'effet de la rotation d'un système sur la propagation de la lumière à l'intérieur de celui-ci fut un phénomène très étudié, notamment par Michelson et Sagnac. Il fut démontré que la rotation du système produisait un déplacement des franges proportionnel à l'aire du circuit suivi par la lumière. Les systèmes de l'époque étaient limités par les possibilités de détection du déplacement des franges et nécessitaient soit des circuits optiques très grands, soit la mesure de très grandes rotations. C'est pourquoi, Michelson et Gale ne purent observer la rotation de la terre en 1925 qu'avec un interféromètre dont l'aire du circuit optique était de 200000 m^2 [Michelson 25].
Ainsi, bien que le principe de ces gyromètres optiques fût connu depuis longtemps, ce n'est qu'au début des années soixante qu'ils se développèrent avec l'apparition d'une première catégorie de gyromètres optiques : les gyromètres laser [Rosenthal 62]. Leur principe est le suivant : dans une cavité laser en anneau en rotation, la différence des chemins optiques entraîne une différence de fréquence entre les deux ondes contrapropagatives. La première démonstration fut réalisée en 1963 [Macek 63] avec un système qui permettait des mesures de fréquences avec une précision de 10^{-12}. Malgré leur principe simple, ces gyromètres laser ont nécessité 20 années de recherche avant d'être opérationnels. Ils présentent l'inconvénient de ne pas permettre la mesure de vitesses de rotation très faibles à cause du phénomène d'accrochage des deux ondes.
Les gyromètres à fibres quant à eux n'apparurent que plus tard avec le développement des fibres optiques. L'utilisation de la fibre optique permet d'obtenir à la fois de très longs trajets optiques et des encombrements faibles. C'est ce qui a permis le développement de gyromètres interférométriques commerciaux. Après la première démonstration de 1976 [Vali 76] où un déplacement des franges fut observé lors de la rotation du système, les performances ont été

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

I.1. Principe

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

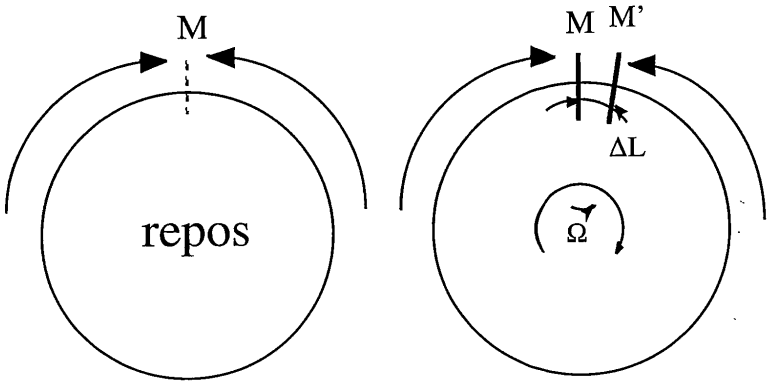


Figure 1-1 : Principe de l'effet Sagnac.

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

$$\Delta L = \frac{2\vec{A}.\vec{\Omega}}{c} \qquad (1\text{-}1)$$

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

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

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

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

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

I.2. Réciprocité

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

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

qui se sont propagées dans l'interféromètre selon un trajet optique identique. Il a été démontré que cette sélection est assurée si on injecte la lumière dans le gyromètre par un système composé d'un filtre monomode et d'un polariseur [Ulrich 80 (1)]. Il s'agit du montage minimal assurant la réciprocité des gyromètres à fibre.
Cependant, la présence de ce système de filtrage impose de contrôler la polarisation dans la fibre. Cela sera particulièrement vrai pour les fibres monomodes qui permettent la propagation de deux modes de polarisation. Leur biréfringence résiduelle variant au cours du temps en fonction de l'environnement (température, ..), cela entraîne une variation de la polarisation d'une onde s'y propageant et donc de la fraction de l'onde de retour transmise par le filtre. Afin de résoudre ce problème, des fibres à maintien de polarisation, qui sont des fibres à forte biréfringence, relativement insensibles aux fluctuations environnementales, ont été développées pour les gyromètres [Lefèvre 92].

I.3. Détection de phase

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

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

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

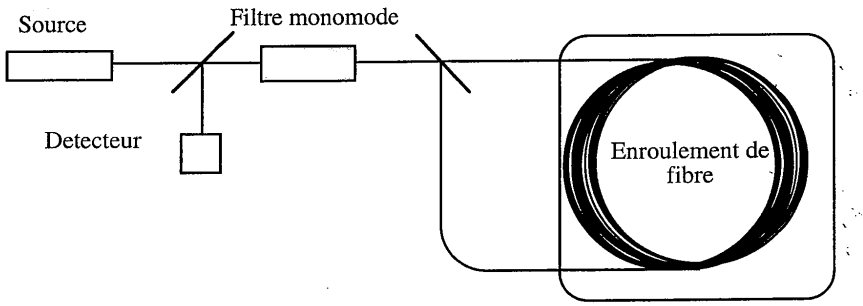


Figure 1-2 : Montage de base d'un gyromètre à fibre optique.

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

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

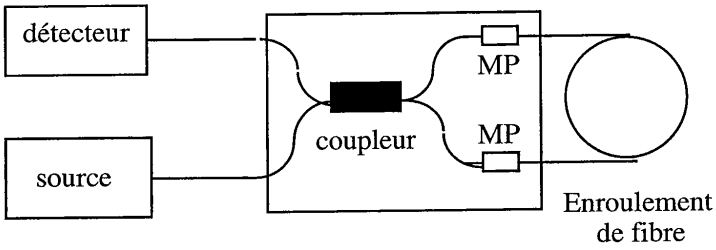


Figure 1-3 : Mise en oeuvre de la modulation de phase.

Cette technique est généralement mise en oeuvre avec un signal carré mais un signal sinusoïdal peut également être utilisé [Ulrich 80 (1), Lefèvre 92] (Figure 1-4)
Dans le cas d'une modulation sinusoïdale $\Delta\Phi_m(t) = \Phi_b \cos(2\pi f_m t)$, le signal détecté s'écrit :

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

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

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

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

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

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

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

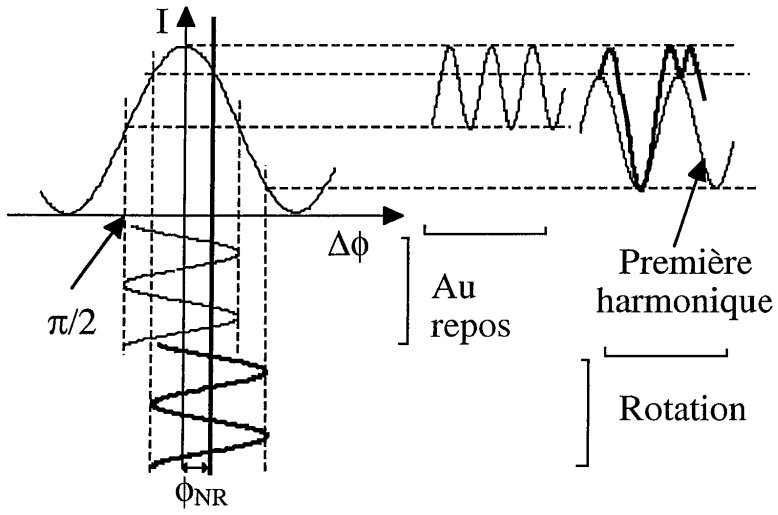


Figure 1-4 : Principe de mesure du déphasage Sagnac dans un gyromètre à fibre modulé sinusoïdalement.

I.4. Sources de bruit

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

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

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

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

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

I.6. Technologie

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

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

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

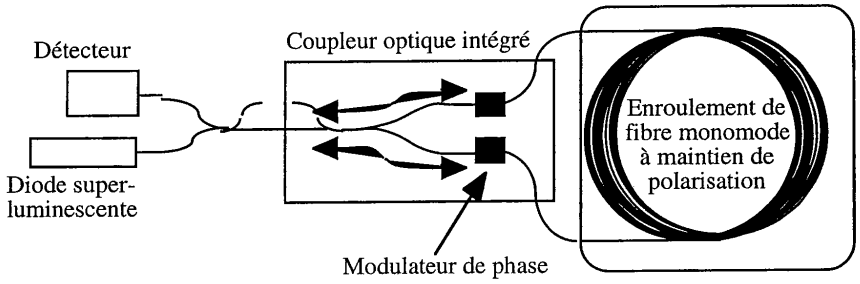


Figure 1-5 : Architecture actuelle des gyromètres.

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

II.1. Description du projet

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

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

II.2. État de l'art

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

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

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

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

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

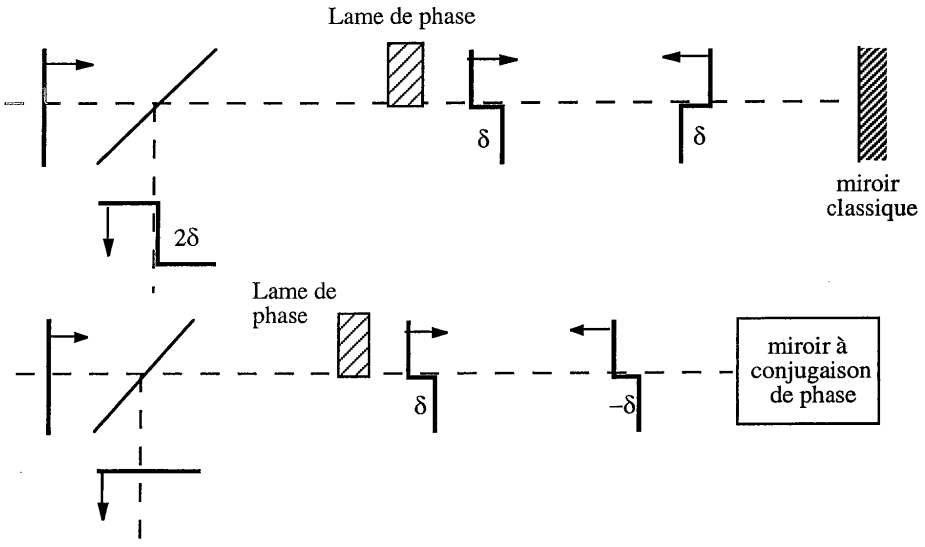


Figure 1-6 : Correction d'aberrations par conjugaison de phase.

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

L'idée d'utiliser la conjugaison de phase pour corriger des distorsions n'est pas récente [Kogelnik 65] et ses propriétés de correction de distorsion ont été largement démontrées [Wolf 80, Nazarathy 83, Tomita 88, Mager 94].
Différentes architectures de miroirs à conjugaison de phase furent proposées depuis la première par Graindorge et al. [Graindorge 82] avec un montage de type Michelson (Figure 1-7). Cette première tentative fut suivie de plusieurs autres avec des architectures différentes

[Fischer 85 (1), Yeh 86, McMichael 87, Chen 87]. Cependant, aucune de ces architectures n'a donné lieu à des développements ultérieurs.
L'utilisation de la conjugaison de phase doit permettre de corriger les distorsions du front d'onde induites par la fibre multimode lors du second passage dans celle-ci et ainsi d'assurer un bon recouplage dans le filtre monomode. La restauration d'une image par un miroir à conjugaison de phase après double passage dans une fibre multimode a été démontrée [Dunning 82, Fischer 85 (2)] de même que l'injection efficace de la lumière issue d'une fibre multimode dans une fibre monomode [Wolffer 92].

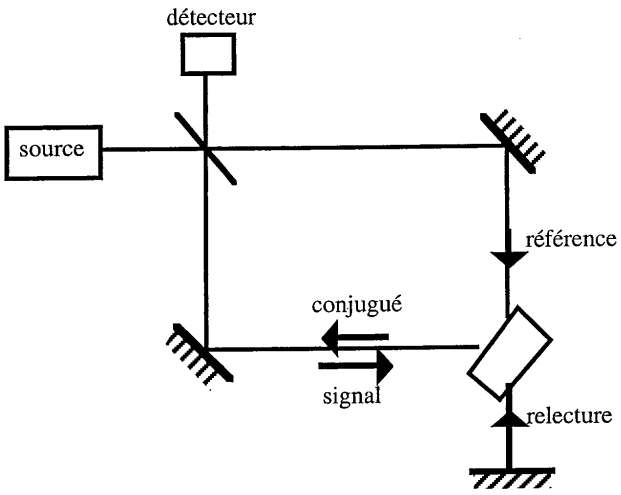


Figure 1-7 : Première proposition de montage interférométrique incluant un miroir à conjugaison de phase permettant de mesurer des déphasages non réciproques.

II.3. Le miroir à double conjugaison de phase

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

II.3.a. Principe

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

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

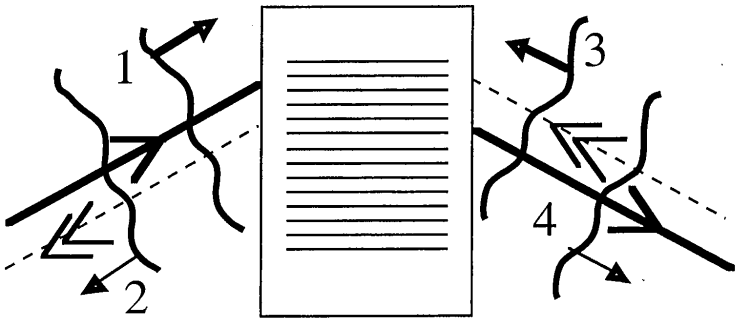


Figure 1-8 : Modélisation du MDCP.

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

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

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

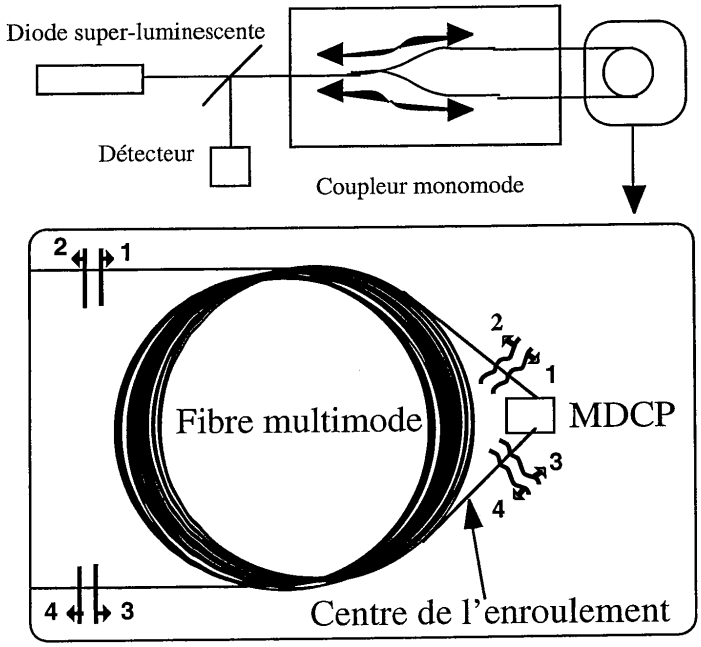


Figure 1-9 : Insertion du MDCP dans un gyromètre.

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

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

Le fonctionnement du gyromètre repose sur la mesure d'un déphasage. Nous allons étudier le comportement du MDCP vis-à-vis de déphasages induits sur l'une ou l'autre des ondes.
La question du transfert de déphasage dans les montages de mélange à quatre ondes est connue depuis longtemps dans les montages de gyromètres à fibre [Graindorge 82]. On peut faire le même type de raisonnement sur le miroir à double conjugaison de phase.
Le déphasage φ que nous considérons dépend de deux variables r et t. Dans le cas qui nous intérèsse, ces deux variables sont indépendantes et nous pouvons donc écrire que $\varphi(r,t) = \varphi(r)\varphi(t)$. Nous allons étudier le comportement du MDCP vis-à-vis de ces deux types de déphasage.
On considère les ondes pompe 1 et 3 et les faisceaux conjugués en phase respectifs 2 et 4 (figure 1-8). Nous supposons que l'onde 1 est incidente sur le cristal photoréfractif avec une phase $\varphi(r)$. D'après les propriétés de retournement spatial de la conjugaison de phase, son conjugué en phase 2 aura une phase de $-\varphi(r)$ au niveau du cristal et en repassant par le même trajet que l'onde 1, une phase $\varphi(r)$ viendra se rajouter. Au final, le déphasage sera de 0. La situation sera identique pour les faisceaux 3 et 4.
Si on considère maintenant le réseau inscrit par 1 et 4 et sur lequel 3 diffracte pour donner 2, l'amplitude du faisceau 2 est proportionnelle à l'amplitude de l'hologramme $A_1A_4^*$ multipliée par celle du faisceau de lecture A_3. Ainsi :

$$A_2 = \left(A_1A_4^*\right)A_3 \qquad (1\text{-}8)$$

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

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

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

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

On voit donc que le déphasage temporel est transmis par le miroir à double conjugaison de phase, mais pas réfléchi. On retrouve le même résultat en considérant que le réseau est inscrit par 3 et 2 et que 1 diffracte sur ce réseau pour donner 4.
On peut illustrer le comportement du MDCP vis-à-vis des déphasages par l'exemple de la figure 1-10 où on considère le cas d'un MDCP pompé par un faisceau continu (1) et un faisceau pulsé (3). Dans ce cas, le faisceau 2 (resp. 4) a la structure de phase spatiale conjuguée du faisceau 1 (resp. 3) mais la structure de phase temporelle du faisceau 3 (resp. 1).

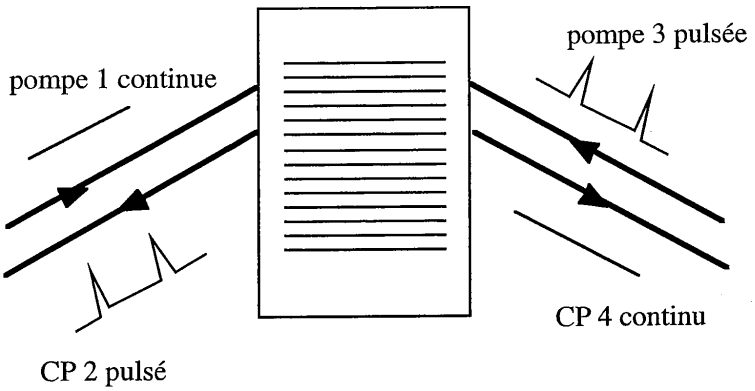


Figure 1-10 : Transfert de déphasages dans le MDCP.

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

II.3.d. Conclusion

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

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

III. Choix d'un cristal photoréfractif

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

III.1. Les semiconducteurs et les sillénites

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

III.2. Les ferroélectriques

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

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

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

Ce cristal est le premier auquel nous avons pensé. Il fut utilisé pour la première fois en conjugaison de phase en 1980 [Feinberg 80]. Par la suite, il fut très utilisé, notamment pour réaliser des miroirs à double conjugaison de phase [Weiss 87, Smout 87] car il présente une excellente efficacité en raison de ses coefficients électro-optiques élevés. De plus, le dopage au rhodium permet de le rendre sensible dans le proche infrarouge jusqu'à 1,06 µm [Ross 93 (1), Huot 98], notamment en double conjugaison de phase à 808 nm [Ross 93 (2)] et il est donc compatible avec la longueur d'onde de 850 nm du gyromètre à fibre.
Cependant, ce cristal présente un inconvénient majeur : il subit une transition de phase qui le fait passer de la phase quadratique à la phase orthorhombique aux alentours de 10 °C et qui détruit toutes les propriétés photoréfractives du cristal [Klein 88].
Pour s'affranchir de cette transition de phase, nous avons choisi le cristal de BCT qui nous semble le plus adapté à notre application dans l'état actuel des connaissances.

III.2.b. Le titanate de baryum calcium ($Ba_{0,77}Ca_{0,23}TiO_3$)

Le cristal de titanate de baryum calcium que nous étudierons est un dérivé du titanate de baryum dans lequel on a substitué un certain pourcentage d'atomes de baryum par des atomes de calcium. La composition congruente $Ba_{0,77}Ca_{0,23}TiO_3$ (que nous appellerons désormais BCT) fut déterminée en 1997 [Kuper 97 (1) et (2)] et les premières croissances de cristaux furent réalisées à l'université d'Osnabrück par la méthode de Czochralski.
De par sa structure cristalline, BCT fait partie comme le titanate de baryum de la famille des ferroélectriques à octaèdre d'oxygène. Il est en phase quadratique et en symétrie 4mm à température ambiante. Le tenseur des coefficients électro-optiques a la même forme que celui du titanate de baryum, à savoir qu'il comporte 3 coefficients électro-optiques non nuls.
L'intérêt pour ce cristal vient du fait qu'il reste en phase quadratique de -120 °C à 98 °C [Kuper 97 (1) et (2)]. De plus, sa croissance est a priori plus facile que celle du titanate de baryum, même si la température de croissance plus élevée entraîne une complexité technologique plus importante et est la cause de problèmes supplémentaires (insertion de fer, stries de croissance).

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

III.2.c. Autres cristaux ferroélectriques

D'autres cristaux ferroélectriques sans transition de phase à température ambiante tels que $SrBaNbO_6$, $KNBO_3$, SnP_2S_6 ont été développés pour remplacer $BaTiO_3$. Ces cristaux ont des propriétés intéressantes. Un miroir à double conjugaison de phase a été notamment réalisé dans SBN avec des efficacités intéressantes [Sharp 90]. Ces cristaux restent donc une alternative si les propriétés du BCT se révélaient mauvaises.

IV. Conclusion

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

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

PARTIE 2

ÉTUDE PHOTORÉFRACTIVE DU CRISTAL DE BCT

Chapitre 2 : Propriétés intrinsèques du cristal de BCT

Chapitre 3 : Sensibilité proche infrarouge du cristal de BCT

Introduction

L'objectif de cette partie est de déterminer les propriétés d'un nouveau cristal photoréfractif : le $Ba_{0,77}Ca_{0,23}TiO_3$ (BCT).

L'effet photoréfractif fut découvert en 1966 par des chercheurs des laboratoires Bell qui réalisaient du doublage de fréquence dans des cristaux de $LiNbO_3$ [Ashkin 66]. Ils remarquèrent dans leur expérience que l'accord de phase était dégradé par des variations de l'indice du cristal qui étaient, ils le comprirent ensuite, dues à l'effet photoréfractif.

Le mécanisme physique responsable de l'effet photoréfractif est une modulation spatiale de l'indice de réfraction, qui est obtenue par effet électro-optique linéaire à partir d'un champ créé dans le matériau (le champ de charge d'espace). Ce phénomène peut avoir lieu grâce à la présence de pièges dans le matériau et fait intervenir des phénomènes tels que l'absorption, la photoconduction et l'effet électro-optique linéaire.

Par ailleurs, les matériaux qui présentent un effet électro-optique linéaire sont aussi piézo-électriques. Ainsi, le champ de charge d'espace provoque par effet piézo-électrique des déformations qui sont à l'origine d'une variation d'indice. Cet effet est souvent négligé mais son influence sur l'effet photoréfractif dans des cristaux tels que le titanate de baryum a été mis en évidence [Pauliat 91, Zgonik 94]. Cet effet électro-optique indirect fait donc partie des propriétés caractéristiques de l'effet photoréfractif.

Dans le premier chapitre de cette partie, nous allons étudier les effets électro-optiques directs et indirects de BCT. Ces propriétés sont intrinsèques au cristal et ne peuvent être modifiées par la technique de croissance, les dopants ou les traitements post-croissance comme l'oxydation. Elles sont donc caractéristiques d'un cristal donné et vont nous renseigner sur l'efficacité qu'on peut en attendre pour des applications telles que la conjugaison de phase.

Dans le second chapitre, nous nous intéresserons aux propriétés d'absorption, de photoconduction et à la présence de pièges dans ces cristaux. Ces propriétés dépendent de nombreux paramètres de croissance (dopants) et de la longueur d'onde d'utilisation du cristal. Il est donc possible de contrôler les propriétés d'un cristal en fonction de l'application visée. L'application que nous envisageons utilise la longueur d'onde de 850 nm et nous nous intéresserons donc à la sensibilité du cristal de BCT à cette longueur d'onde.

CHAPITRE 2

Propriétés intrinsèques du cristal de BCT

Le titanate de baryum est un matériau photoréfractif particulièrement intéressant en raison de ses coefficients électro-optiques élevés. Il a donc été très étudié et de nombreuses applications furent démontrées avec ce cristal. Cependant, le titanate de baryum ne peut être utilisé dans des applications commerciales car il présente une transition de phase destructrice à température ambiante vers 10°, qui détruit ses propriétés photoréfractives et même éventuellement le cristal lui-même.
C'est pourquoi de nombreuses recherches furent entreprises en vue de mettre au point un cristal aussi efficace que le titanate de baryum qui soit sans transition de phase aux alentours de la température ambiante. De nombreux dérivés du titanate de baryum furent ainsi étudiés comme $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$ et $Ba_{1-x}Ca_xTiO_3$. Or, la composition congruente du titanate de baryum strontium correspond à des quantités de strontium très faibles (x inférieur à 0,02), ce qui a pour conséquence que les autres impuretés ont beaucoup d'influence sur la valeur appropriée de x, d'où des difficultés de croissance [Buse 97]. C'est donc le cristal de $Ba_{1-x}Ca_xTiO_3$ qui apparaît comme le plus prometteur et qu'a choisi de développer l'université d'Osnabrück.

I. Le cristal de $Ba_{0,77}Ca_{0,23}TiO_3$ (BCT)

Le cristal de BCT présente deux avantages par rapport au $BaTiO_3$. D'une part, l'ajout de calcium dans le cristal a pour conséquence de diminuer la température de la transition de phase vers la phase orthorhombique. D'autre part, la croissance de ce cristal est beaucoup plus simple que celle de $BaTiO_3$.

I.1. Réalisation des cristaux

I.1.a. Croissance de $BaTiO_3$

Il existe un problème majeur dans la croissance du $BaTiO_3$. La température minimale de croissance des cristaux à partir d'un mélange stoechiométrique est située autour de 1620 °C [Kuper 97 (2), DeVries 54], ce qui conduit à la réalisation de cristaux en phase hexagonale. Lors du refroidissement, le cristal subit une transition de phase de la phase hexagonale vers la phase cubique qui a lieu vers 1432 °C et qui a pour effet de détruire le cristal. C'est pour cette raison que les cristaux de $BaTiO_3$ sont réalisés à partir d'un mélange de BaO et de TiO_2 où le dernier composant est en excès. L'excès de TiO_2 a pour effet d'abaisser la température minimale de croissance sous la transition de phase et de permettre la croissance de cristaux directement en

phase cubique. L'inconvénient de cette technique est que la vitesse de croissance des cristaux est très lente. Pour $BaTiO_3$, elle est de l'ordre de 0,01 mm/h [Rytz 90 (3)].

I.1.b. Croissance de BCT

La technique de croissance des cristaux de $BaTiO_3$ date des années 70. Avant cette date, d'autres moyens de faciliter l'obtention des cristaux furent étudiés. C'est avec cet objectif que le système $BaTiO_3$-$CaTiO_3$ fut étudié pour la première fois dans les années 50. DeVries et al. [DeVries 54] montrèrent qu'une fraction molaire de $CaTiO_3$ de x = 0,27 permettait d'obtenir des solutions de $BaTiO_3$-$CaTiO_3$ solides dans une composition congruente. Jusqu'en 1994, il n'existe quasiment aucune information sur la croissance de cristaux massifs. En 1994, Balakumar et al. [Balakumar 94] réalisèrent des cristaux de $Ba_{1-x}Ca_xTiO_3$ sous flux de KF pour des compositions allant de x = 0 à 0,2. Enfin, en 1996, des chercheurs de l'université d'Osnabrück [Kuper 97 (1) et (2)] s'intéressèrent vraiment à ce cristal et déterminèrent une composition de croissance congruente pour une fraction molaire x = 0,23 en $CaTiO_3$ qui à la température de croissance stoechiométrique de 1590 °C donne des cristaux en phase cubique [Kuper 97 (2)].
Les cristaux de BCT étudiés dans cette thèse ont tous été synthétisés à l'université d'Osnabrück par la méthode de Czochralski. La méthode de croissance des cristaux est détaillée dans les références [Kuper 97 (1) et (2)]. La croissance se fait à partir d'un mélange de TiO_2, $BaCO_3$ et $CaCO_3$ placé dans un creuset en platine et porté à la température de croissance de 1590° C. Un germe est ensuite mis en contact avec le mélange et le tirage s'effectue à une vitesse qui peut aller jusqu'à 3 mm/h, ce qui est beaucoup plus rapide que dans le cas de $BaTiO_3$ (0,15 mm/h). Les cristaux obtenus sont alors en phase cubique et ils sont refroidis jusqu'à température ambiante où ils sont en phase quadratique. Des échantillons sont alors taillés et polarisés pour obtenir des cristaux monodomaine. Pour cela, ils sont chauffés à 120 °C puis refroidis à la température ambiante avec un champ appliqué de 1,6 kV/cm suivant l'axe $\vec{c}$, ce qui les rend monodomaine [Veenhuis 00 (1)].
Dans cette partie, nous utilisons des cristaux dopés. Les cristaux dopés au rhodium (ou au fer) ont été réalisés en remplaçant une fraction de TiO_2 par la quantité voulue de Rh_2O_3 (ou Fe_2O_3) dans le mélange initial [Veenhuis 00 (1) et (2)].
Les avantages de pouvoir faire croître des cristaux à la composition stoechiométrique sont nombreux. Les cristaux ont une croissance plus rapide, ils sont a priori plus homogènes et il est plus aisé d'obtenir des cristaux de grande dimension.

I.2. Structure du cristal

Le cristal de BCT fait partie de la famille des ferroélectriques à octaèdre d'oxygène. Le cristal reste en phase quadratique de -120 °C (au moins) à 98 °C [Kuper 97 (1) et (2)] et à température ambiante, il possède une polarisation spontanée orientée suivant l'axe cristallographique $\vec{c}$. La symétrie du cristal dans cette phase est 4mm. Le tenseur des coefficients électro-optiques à température ambiante a donc la même forme que celui du titanate de baryum, à savoir qu'il comporte 3 coefficients électro-optiques non nuls qui sont $r_{13} = r_{23}$, r_{33} et $r_{42} = r_{51}$.
BCT est un milieu uniaxe avec un axe optique orienté suivant l'axe $\vec{c}$. Ses indices de réfraction ont été mesurés par la méthode du minimum de déviation [Simon 97] et des ajustements par la formule de Sellmeyer permettent le calcul des indices à différentes longueurs d'onde :

$$n^2(\lambda) - 1 = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C} \qquad (2\text{-}1)$$

Les paramètres obtenus pour les indices ordinaire et extraordinaire sont donnés dans le tableau 2-1 ainsi que les indices aux longueurs d'onde qui nous intéressent, à savoir 514 nm et 850 nm.

Tableau 2-1 : Indices de réfraction et paramètres de Sellmeyer pour le cristal de BCT [Simon 97].

	A	B	C (10^{-14} m^2)	n (514 nm)	n (850 nm)
n_o	2,212	2,058	7,654	2,47	2,35
n_e	2,061	2,056	6,810	2,41	2,31

Les premiers paramètres mesurés sur ce cristal ont été les constantes diélectriques $\varepsilon_{11} = 1120$ et $\varepsilon_{33} = 240$ [Kuper 97 (1)] et les coefficients électro-optiques $r_{13} = 36$ pm.V^{-1} et $r_{33} = 140$ pm.V^{-1} [Kuper 98].
La principale interrogation concerne le coefficient électro-optique r_{42}. En effet, dans le titanate de baryum, ce coefficient a une valeur très élevée qui est à l'origine de la bonne sensibilité holographique du cristal [Krätzig 80]. Or, les chercheurs de l'université d'Osnabrück pensaient que ce coefficient était nul ou proche de zéro dans BCT. Leur raisonnement était basé sur le fait que la transition vers la phase orthorhombique est rejetée très loin de la température ambiante dans le cristal de BCT. Comme la valeur élevée du coefficient r_{42} dans le titanate de baryum à température ambiante est attribuée à la proximité de la transition de phase de la phase quadratique vers la phase orthorhombique, cela laissait présager une faible valeur de ce coefficient dans BCT. Leur supposition était renforcée par une mesure de Kuper donnant un

coefficient r_{42} nul annoncée dans sa thèse [Kuper 97 (2)], mais qui ne fut pas reprise dans un article ultérieur.
Notre premier objectif a donc été d'évaluer les coefficients électro-optiques du BCT, aussi bien expérimentalement que théoriquement.

II. Première étude rapide par couplage deux ondes

L'objectif de cette partie est d'évaluer rapidement les valeurs des coefficients électro-optiques du cristal de BCT. Nous utilisons une méthode de mesure photoréfractive appelé le couplage deux ondes en faisant quelques approximations afin d'obtenir facilement un ordre de grandeur de ces paramètres. Pour cette partie et pour la suite, on trouvera des compléments détaillés dans la référence [Pauliat 00].

II.1. Présentation des techniques de mesures

II.1.a. Mesure du gain photoréfractif

L'effet photoréfractif
Le mécanisme physique responsable de l'effet photoréfractif est une modulation spatiale de l'indice de réfraction. Les matériaux photoréfractifs que nous étudions sont des matériaux isolants qui sont rendus photoconducteurs par la présence d'impuretés appelées pièges et présentes sous deux états de valence dans la bande interdite. Lorsque le matériau est illuminé par un système de franges d'interférences, l'absorption de photons dans les zones brillantes permet à une charge électrique d'être libérée d'un site occupé et de se recombiner dans un site vide dans les zones sombres. On obtient une redistribution spatiale contrôlée de charges électriques qui engendre un champ électrique modulé spatialement, dit champ de charge d'espace. Par effet électro-optique, ce champ produit une variation de l'indice de réfraction du matériau, ce réseau d'indice étant déphasé de $\pi/2$ par rapport au réseau d'illumination en l'absence de champ électrique extérieur. C'est ce déphasage qui est à l'origine du phénomène de couplage d'ondes photoréfractif.

Le couplage deux ondes
Lorsqu'on fait interférer deux faisceaux pompe P et sonde S dans un cristal photoréfractif, le réseau d'indice qui s'inscrit par effet photoréfractif permet aux deux faisceaux de diffracter : le faisceau P diffracte dans la direction du faisceau S et vice-versa (Figure 2-1). Cependant, ce

réseau d'indice étant un réseau de phase, le diffracté du faisceau P dans la direction de S est déphasé de $\pi/2$ par rapport au faisceau S transmis et réciproquement. De plus, le déphasage de $\pi/2$ du réseau d'indice par rapport au réseau d'illumination, caractéristique propre à l'effet photoréfractif, entraîne un déphasage supplémentaire de $+\pi/2$ sur l'un des faisceaux et de $-\pi/2$ sur l'autre. Si on considère que le déphasage est de $+\pi/2$ sur le faisceau P, on obtient :

- un déphasage de π entre les faisceaux P transmis et S diffracté, ce qui correspond à des interférences destructives et donc à une atténuation du faisceau total transmis dans cette direction.
- un déphasage de 0 entre les faisceaux S transmis et P diffracté, ce qui correspond à des interférences constructives et donc à une amplification du faisceau total .

Par conséquent, on a transfert d'énergie d'une onde vers l'autre [Pauliat 00].

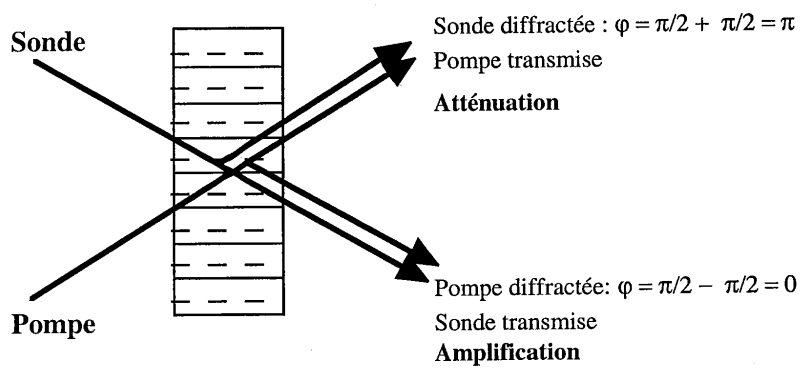


Figure 2-1 : Principe du couplage deux ondes.

Le gain photoréfractif

L'amplitude de ce transfert d'énergie permet de caractériser l'effet photoréfractif par l'intermédiaire d'un paramètre appelé gain photoréfractif Γ. Le gain d'amplification est défini comme le rapport entre l'intensité du signal lorsque le cristal est illuminé par le faisceau pompe et que le transfert d'énergie a lieu (I_{SP}) et l'intensité de ce signal sans faisceau pompe (I_S) et donc sans réseau.

On en déduit le gain photoréfractif, lorsque le faisceau signal est de faible intensité devant le faisceau signal :

$$\Gamma = \frac{1}{l} \ln\left(\frac{I_{SP}}{I_S}\right) \qquad (2\text{-}2)$$

où l est la longueur d'interaction des deux faisceaux (qui est en général égale à l'épaisseur de cristal traversée).
Le signe du gain dépend du sens de l'axe optique du cristal et de la nature des porteurs (électrons ou trous). On peut donc passer très simplement d'un régime d'amplification à un régime d'atténuation en retournant le cristal de 180°. Cette inversion de signe n'existe que pour le gain photoréfractif et pas pour les autres phénomènes (tels l'absorption induite, les réseaux d'absorption,..) qui peuvent coexister avec l'effet photoréfractif. Grâce à cette propriété, on peut extraire par un calcul simple la valeur du gain de celles des effets parasites. Pour les résultats expérimentaux présentés ultérieurement, chaque point de mesure correspond à deux mesures : une pour chaque sens possible du transfert d'énergie. Cette technique nous permet d'obtenir le seul gain photoréfractif corrigé de toute autre contribution de type réseau d'absorption ou absorption induite.

Expression théorique du gain photoréfractif

L'écriture des équations qui régissent le couplage deux ondes dans un cristal photoréfractif fait apparaître l'expression du gain photoréfractif qui s'écrit :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} n^3 r^{eff} E_{SC}(k_r, I)(\hat{e}_S.\hat{e}_P) \qquad (2\text{-}3)$$

où λ_O est la longueur d'onde dans le vide, n l'indice de réfraction moyen, r^{eff} le coefficient électro-optique effectif (qui sera défini dans le paragraphe suivant), E_{sc} l'amplitude du champ de charge d'espace et $(\hat{e}_s.\hat{e}_p)$ le produit scalaire entre les vecteurs unitaires parallèles au champ électrique de chaque faisceau. Ce produit scalaire $(\hat{e}_S.\hat{e}_P)$ dépend uniquement de la polarisation et prend les valeurs 1 ou cos(2θ) suivant que la lumière est polarisée ordinairement ou extraordinairement. (2θ) est l'angle entre les faisceaux à l'intérieur du cristal.
La dépendance du gain photoréfractif avec le vecteur réseau $k_r = 4\pi n \sin\theta/\lambda_0$ et l'intensité incidente vient du champ de charge d'espace qui est décrit dans la plupart des cas par la formule générale [Kukhtarev 79, Montemezzanni 00]:

$$E_{SC}(k_r, I) = \frac{k_B T}{e} \eta(I) \frac{k_r}{1 + \frac{k_r^2}{k_0^2(I)}} \qquad (2\text{-}4)$$

Dans l'expression précédente, η(I) exprime la saturation du gain avec l'intensité, qui s'écrit en première approximation :

$$\eta(I) = \frac{1}{1 + \frac{I_{sat}}{I}} \tag{2-5}$$

La saturation du gain avec l'intensité exprimée par ce terme est reliée physiquement à une compétition entre l'excitation thermique et l'excitation optique et donc à l'amplitude respective de la photoconductivité et de la conductivité dans le noir. L'intensité de saturation I_{sat} est définie expérimentalement comme l'intensité pour laquelle le gain photoréfractif est divisé par 2. Ce paramètre nous permet de caractériser le rapport photoconductivité / conductivité dans le noir pour un cristal donné.
Le second terme dépendant de l'intensité dans l'équation 2-4 est le vecteur d'onde d'écran de Debye k_o, qui s'exprime en fonction de la densité effective de pièges N_{eff} suivant la relation :

$$k_0^2(I) = \frac{e^2 N_{eff}(I)}{k_B T \varepsilon_0 \varepsilon^{eff}} \tag{2-6}$$

où ε^{eff} est la constante diélectrique effective (qui sera déterminée dans le paragraphe suivant). La densité effective de pièges nous renseigne sur la quantité de charges disponibles pour participer à l'effet photoréfractif. Elle est composée des impuretés involontairement présentes dans le cristal s'il est non dopé, et/ou des dopants ajoutés lors de la croissance s'il l'est. La dépendance de cette densité avec l'intensité est due à une redistribution des charges qui peut éventuellement avoir lieu entre différentes espèces photoréfractives.

II.1.b. Coefficients électro-optiques et constantes diélectriques effectifs

Les expressions théoriques (2-3) et (2-6) font intervenir un coefficient électro-optique et une constante diélectrique effectifs que nous allons maintenant définir.
Dans l'effet photoréfractif, un champ électrique appelé champ de charge d'espace est créé dans le cristal. Il agit sur l'ellipsoïde des indices par effet électro-optique et crée donc une variation d'indice. Cette variation d'indice dépend de la direction du champ et diffère pour l'indice ordinaire et l'indice extraordinaire. C'est pourquoi on définit un coefficient électro-optique effectif pour chaque polarisation propre, qui traduit l'effet du champ sur le cristal.
Cette variation de l'ellipsoïde des indices s'écrit :

$$[\Delta\eta]_{ij} = \left[\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)\right]_{ij} = r_{ijk} n_k E_{sc} \cos\left(\vec{k}_r \cdot \vec{r}\right) \tag{2-7}$$

où r_{ijk} est le coefficient électro-optique à déformation nulle, $E = E_{sc}\cos\left(\vec{k}_r \cdot \vec{r}\right)$ le champ de charge d'espace et n_k est la composante d'un vecteur unitaire parallèle à la direction du champ de charge d'espace. Nous définissons un repère lié aux axes cristallographiques et la configuration dans laquelle nous nous plaçons est déterminée par deux angles internes au cristal θ (défini précédemment) et β (qui est l'angle entre le vecteur réseau et l'axe $\vec{c}$) (Figure 2-2). Ainsi, le vecteur unitaire $\vec{n}$ parallèle à la direction du champ de charge d'espace s'écrit :

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} \sin\beta \\ 0 \\ \cos\beta \end{pmatrix} \tag{2-8}$$

Le coefficient électro-optique effectif est défini comme :

$$r^{eff} = \vec{d}^{*}_{pompe} \cdot [\Delta\eta] \cdot \vec{d}_{signal} \tag{2-9}$$

où $\vec{d}_{pompe}$ et $\vec{d}_{signal}$ sont des vecteurs propres définissant les polarisations respectives du faisceau pompe et du faisceau signal, qui sont des vecteurs unitaires parallèles au vecteur déplacement électrique.

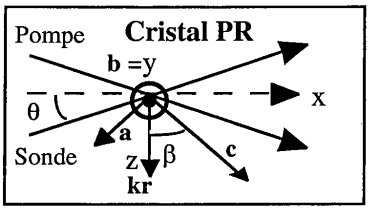


Figure 2-2 : Orientation des faisceaux incidents et de l'axe du cristal. L'axe c est dans le plan formé par les faiceaux incidents.

Les expressions analytiques de r^{eff} pour de la lumière polarisée soit ordinairement, soit extraordinairement sont respectivement :

$$r_0^{eff} = r_{13}\cos\beta \tag{2-10}$$

$$r_e^{eff} = \frac{1}{2}\left[r_{13}(\cos(2\theta) - \cos(2\beta)) + 4r_{42}\sin^2\beta + r_{33}(\cos(2\theta) + \cos(2\beta))\right]\cos\beta \qquad (2\text{-}11)$$

De la même façon, l'influence du champ électrique sur la permittivité diélectrique nous amène à définir une permittivité diélectrique effective :

$$\varepsilon^{eff} = \vec{n}^t.[\varepsilon].\vec{n} = \varepsilon_{ij}n_i n_j = \varepsilon_{11}\sin^2\beta + \varepsilon_{33}\cos^2\beta \qquad (2\text{-}12)$$

II.2. Expériences classiques de caractérisation photoréfractive

Dans cette partie, nous allons présenter les expériences classiques qui sont utilisées pour caractériser les propriétés des cristaux photoréfractifs. Ces expériences seront illustrées par les mesures que nous avons réalisées sur un cristal de BCT. Ce cristal nous a été fourni par l'université d'Osnabrück par l'intermédiaire de la société F.E.E. GmBH. Il est dopé avec 100 ppm de rhodium insérés dans le bain de croissance et ses dimensions sont $a*b*c = 1,76*4,74*3,48$. Sa référence est B 69. Dans toutes les expériences présentées dans cette partie, nous utilisons un laser Nd-YAG doublé à 532 nm.

II.2.a. Dépendance du gain photoréfractif avec l'éclairement

Lorsqu'on réalise des mesures de couplage deux ondes pour déterminer les coefficients électro-optiques, il est nécessaire que le gain soit saturé en intensité.
La première expérience que nous avons réalisée consiste donc à mesurer la dépendance du gain photoréfractif avec la densité de puissance pour déterminer l'intensité de saturation. D'après les mesures reportées sur la figure 2-3, l'intensité de saturation I_{sat} (à Γ/Γ_∞ = 0,5) vaut 50 mW.cm^{-2}. Nous observons que le gain est constant dès que l'intensité incidente est supérieure à 500 mW.cm^{-2} et nous choisissons donc une densité de puissance supérieure à cette valeur pour réaliser nos mesures, soit 1,2 W.cm^{-2}.

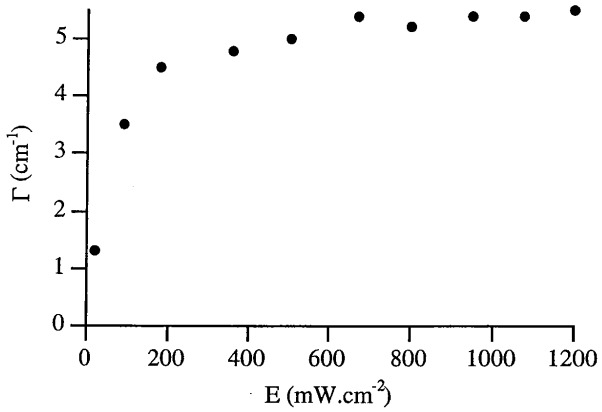


Figure 2-3 : Mesure de la variation du gain photoréfractif Γ en fonction de l'illumination pour un pas du réseau de 0,6 μm et un angle β = 0 en polarisation ordinaire.

II.2.b. Dépendance du gain photoréfractif avec le pas du réseau

Les mesures de la dépendance du gain avec le pas du réseau sont classiques pour déterminer les coefficients électro-optiques et la densité effective de pièges d'un cristal.

Cas où le vecteur réseau est parallèle à l'axe optique

Nous mesurons de façon classique la dépendance du gain photoréfractif avec le pas du réseau en faisant varier l'angle entre les deux faisceaux incidents. Les deux faisceaux ont des angles d'incidence symétriques par rapport à la normale à la face d'entrée, ce qui signifie que le vecteur réseau est parallèle à l'axe $\vec{c}$, ce qui revient à avoir $\beta = 0$.

Deux types de mesures sont réalisées. D'une part, en utilisant le montage de la figure 2-4.a, nous mesurons le gain en faisceaux copropageants avec un réseau fonctionnant en transmission. Dans cette configuration, pour $\beta = 0$, nous réalisons des mesures pour des valeurs faibles du vecteur réseau ($k_r^2 < k_0^2$). D'après les équations 2-3 et 2-4, nous sommes dans une situation où :

$$\Gamma \approx \frac{2\pi}{\lambda_0} n^3 r^{eff} \frac{k_B T}{e} k_r \qquad (2\text{-}13)$$

La dépendance linéaire du gain avec le vecteur réseau nous permet de déterminer le coefficient électro-optique effectif mais ne nous donne pas une valeur précise pour le paramètre k_0^2 et donc

pour N_{eff}, qui correspond en fait à une déviation de la dépendance linéaire du gain avec le vecteur réseau pour des grandes valeurs de celui-ci.

Pour déterminer k_0^2, nous réalisons une autre mesure dans la configuration présentée sur la figure 2-4.b, qui correspond à la situation contrepropageante. Nous gardons la même configuration où le vecteur réseau est parallèle à l'axe $\vec{c}$ mais avec un angle θ de $\pi/2$. Dans cette configuration où le vecteur réseau est très grand ($k_r^2 > k_0^2$), le gain est dominé par le terme k_0^2 (Eq. 2-4).

Aucun point expérimental n'est donné entre 12 and 52 μm^{-1} parce que ces valeurs du vecteur réseau sont soit interdites par les lois de la réfraction (24-52 μm^{-1}) avec la coupe de cristal que nous utilisons (coupe à 0°, à savoir une coupe suivant les axes cristallographiques), soit elles correspondent à des angles très grands entre les faisceaux incidents, qui font que nous avons des difficultés pour assurer le recouvrement des faisceaux sur toute la longueur du cristal (12-24 μm^{-1}). Néanmoins, l'addition de mesures en géométrie copropageante ($k < 12\mu m^{-1}$) et contrepropageante ($k = 52\mu m^{-1}$) suffit pour déterminer précisément la densité effective de pièges [Delaye 97].

Nous réalisons ensuite simultanément un ajustement avec une fonction à deux paramètres sur les mesures copropageantes et contrepropageantes en utilisant une fonction du type

$$\Gamma = A r^{eff}(k_r) \frac{k_r}{1 + \frac{k_r^2}{k_0^2}} \tag{2-14}$$

où A est une constante connue qui vaut $\frac{2\pi}{\lambda_0} n^3 \frac{k_B T}{e}$. $r^{eff}(k_r)$ traduit une éventuelle dépendance de r^{eff} avec le demi-angle entre les faisceaux θ, réécrite ici en fonction de k_r, qui dépend lui-même de θ.

La configuration où le vecteur réseau est parallèle à l'axe $\vec{c}$ donne l'expression la plus simple des coefficients électro-optiques. En effet, si $\beta = 0$, les coefficients électro-optiques effectifs s'écrivent, suivant la polarisation (2-10) et (2-11) :

$$r_0^{eff} = r_{13} \tag{2-15}$$

$$r_e^{eff} = \frac{1}{2}\left[r_{13}(\cos(2\theta) - 1) + r_{33}(\cos(2\theta) + 1)\right] \tag{2-16}$$

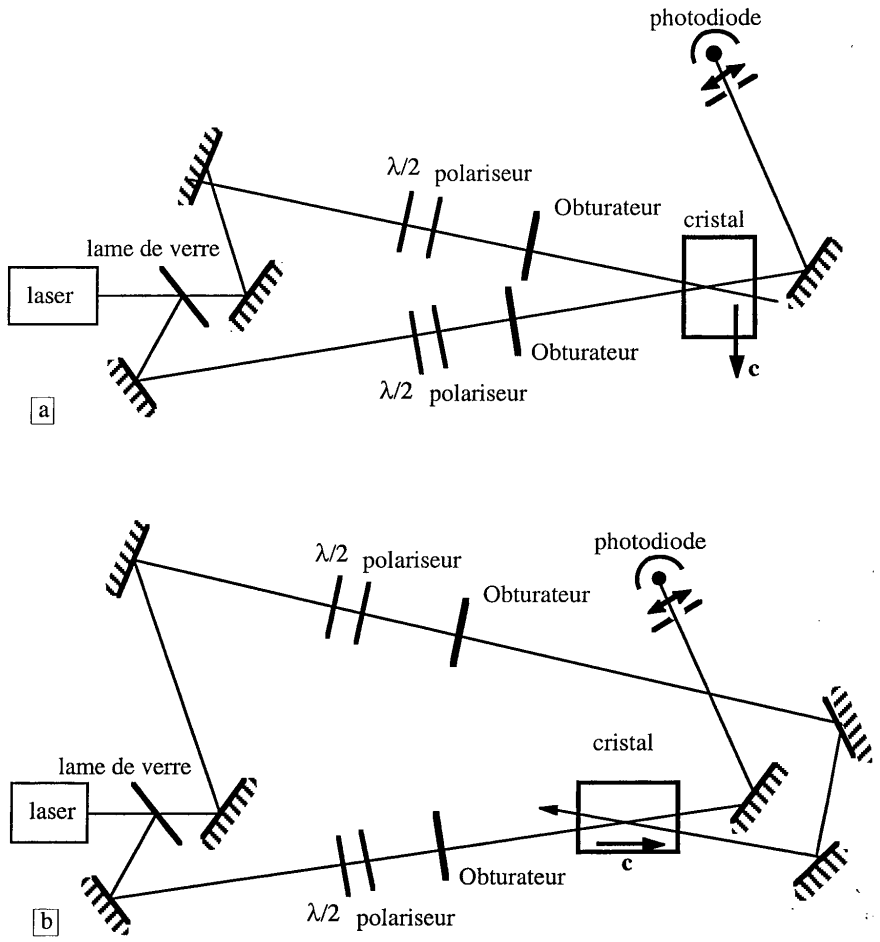


Figure 2-4 : Montage expérimental de couplage deux ondes : a. en géométrie copropageante. b. en géométrie contrepropageante.

Par conséquent, la dépendance du gain avec le pas du réseau en polarisation ordinaire nous permet d'obtenir par ajustement à deux paramètres avec la fonction (2-14) la valeur du coefficient électro-optique r_{13} (ainsi que celle du paramètre k_0^2). Un ajustement avec les mesures en polarisation extraordinaire nous permet d'obtenir la valeur de r_{33} en utilisant les valeurs précédemment déterminées en polarisation ordinaire pour k_0^2 et r_{13}.

Dans le cas du cristal B69, les données expérimentales (Figure 2-5) nous permettent de déduire les valeurs $r_{13} = (22 \pm 0,3)\ \text{pm.V}^{-1}$ et $k_0 = 1,44 \times 10^7\ \text{m}^{-1}$ en polarisation ordinaire et $r_{33} = (55 \pm 0,6)\ \text{pm.V}^{-1}$ en polarisation extraordinaire. Pour nous assurer de la compatibilité des mesures avec les deux polarisations, nous avons réalisé un ajustement de la courbe en extraordinaire en laissant les trois paramètres r_{13}, r_{33} et k_0^2 libres et nous avons trouvé des résultats quasiment identiques aux précédents.

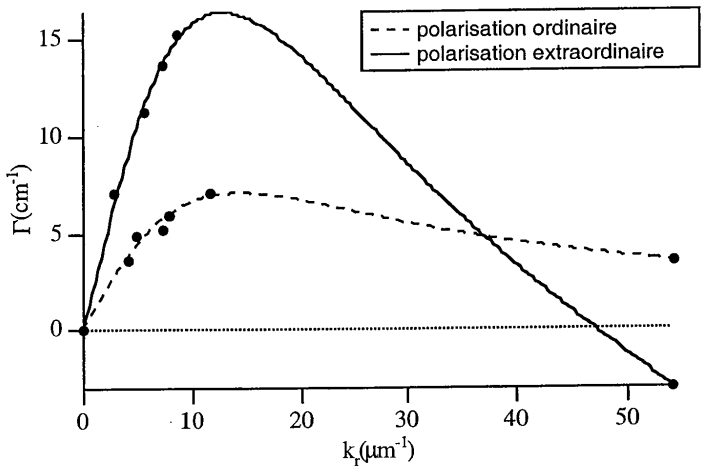


Figure 2-5 : Gain photoréfractif expérimental Γ en fonction du vecteur réseau en polarisation ordinaire et extraordinaire. Le changement de signe du point contrepropageant entre les deux polarisations provient du terme $(\vec{e}_s, \vec{e}_p)$ intervenant dans l'expression du gain.

La détermination de la valeur de N_{eff} peut se faire à partir de k_0^2 d'après l'équation (2-6), sachant que la constante diélectrique qui intervient dans notre configuration est ε_{33}. En utilisant la valeur mesurée par Kuper [Kuper 97 (1)] et donnée au paragraphe I.2., on obtient $N_{eff} = 7,03 \times 10^{22}\ \text{m}^{-3}$.

Détermination de r_{42}

D'après l'équation 2-11, nous voyons que le dernier coefficient électro-optique indéterminé à savoir $r_{131} = r_{51} = r_{42}$ contribue à l'expression du coefficient électro-optique effectif uniquement en polarisation extraordinaire et pour $\beta \neq 0$ et pour $\beta \neq \pi/2$. Afin de déterminer ce coefficient, nous devons réaliser des mesures de gain photoréfractif en polarisation extraordinaire et pour un angle β différent de 0, soit en configuration non symétrique. Lorsqu'on s'intéresse à la

dépendance du gain avec l'angle β (Eq. 2-11), on remarque que la pente à l'origine autour de β=0 est nulle alors que celle autour de $\beta = \pi/2$ est très importante et proportionnelle à $4r_{42}$.
Pour extraire la valeur du coefficient électro-optique de la mesure de la pente, nous devons tenir compte de la variation de la constante diélectrique effective qui passe de la valeur faible ε_{33} à la valeur élevée ε_{11} lorsque ß passe de 0 à $\pi/2$ (Eq. 2-12), ce qui a pour effet de diminuer la valeur de k_0^2. Nous utiliserons la valeur de ε_{11} mesurée par Kuper [Kuper 97] pour évaluer la nouvelle valeur de k_0^2 à partir de la valeur de N_{eff} déterminée précédemment. Pour que la valeur de ce paramètre ait peu d'influence sur le résultat, nous nous placerons dans une situation où $k_r^2 < k_0^2$.
Expérimentalement, nous avons réalisé des mesures du gain en fonction de β en polarisation extraordinaire aux alentours de $\pi/2$ en fixant le pas du réseau à $k_r = 4\ \mu m^{-1}$. Nous sommes donc bien dans une situation où $k_r^2 < k_0^2$ et donc dans la zone de variation linéaire du gain en fonction du vecteur réseau. Une régression linéaire sur nos points expérimentaux (Figure 2-6) nous donne la pente qui vaut -60,613 $cm^{-1}.rad^{-1}$, de laquelle on déduit $r_{42} = 250pm.V^{-1}$.

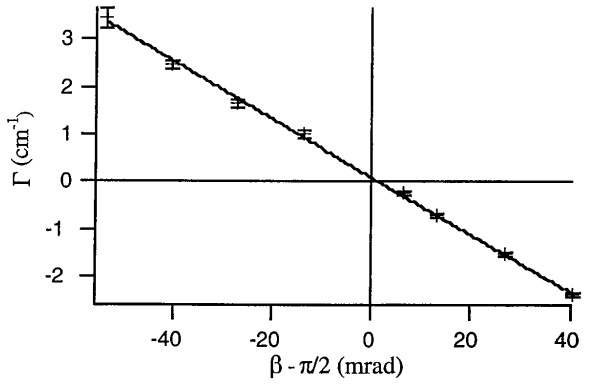


Figure 2-6 : Gain photoréfractif expérimental Γ en polarisation extraordinaire en fonction de l'angle ß entre le vecteur réseau et l'axe $\vec{c}$ autour de ($\beta = \pi/2$).

II.3. Conclusion

Cette première étude rapide des coefficients électro-optiques nous a permis d'une part de démontrer que le cristal de BCT est photoréfractif et d'autre part que les valeurs de ses coefficients électro-optiques en font un cristal intéressant. En effet, nous constatons que les coefficients r_{13} et r_{33} sont du même ordre de grandeur dans BCT et $BaTiO_3$. En ce qui concerne le coefficient électro-optique r_{42} dans BCT, il n'est pas nul contrairement à l'hypothèse de

Kuper et même s'il est de l'ordre de 5 fois plus petit que dans le titanate de baryum, sa valeur reste malgré tout du même ordre de grandeur que le coefficient le plus élevé des matériaux ferroélectriques les plus utilisés comme le niobate de potassium ($KNbO_3$) qui a un coefficient r_{42} de 360 pm.V^{-1} [Zgonik 93] ou le niobate de strontium et de baryum (SBN) dont le coefficient le plus élevé r_{33} vaut 235 pm.V^{-1} [Ducharme 87].

Les résultats ont été obtenus moyennant quelques approximations. D'une part, nous avons considéré un modèle simple de cristal sans compétition électron-trou où la conduction se fait avec un seul type de porteurs et donc dans lequel le champ de charge d'espace est maximum. D'autre part, nous avons fait dans cette partie l'hypothèse que le champ de charge d'espace agissait sur le matériau uniquement par l'effet électro-optique.

Aucune de ces approximations n'est vérifiable par les quelques mesures réalisées, compte tenu de l'état de connaissance limité que nous avons de BCT. Nous avons même de forts soupçons sur les limites de ces approximations. Ainsi, dans le cas de $BaTiO_3$, il est connu que le champ de charge d'espace déforme le matériau, ce qui induit des contraintes internes qui induisent par effet élasto-optique un effet électro-optique indirect, apportant une correction à l'effet électro-optique direct considéré jusqu'à présent. En ce qui concerne BCT, aucune information n'existe à ce sujet dans la littérature et nous avons donc réalisé de nouvelles mesures pour tenter d'évaluer l'influence de ces effets électro-optiques indirects dans ce nouveau cristal. Ces mesures nous permettront d'accroître nos connaissances des propriétés photoréfractives de ce matériau.

III Étude plus approfondie des coefficients électro-optiques

III.1. Expériences en rotation

Les mesures classiques de couplage deux ondes présentées dans la partie précédente ne nous permettent pas d'évaluer l'importance des effets électro-optiques indirects.

C'est pourquoi nous avons entrepris une série de mesures du gain photoréfractif en fonction de l'angle entre le vecteur réseau et l'axe $\vec{c}$ avec la même procédure expérimentale que Zgonik et al. [Zgonik 94]. Nous avons utilisé un laser argon à 514 nm dont l'intensité est suffisante pour saturer le gain. Deux faisceaux formant un angle de 2θ dans le matériau entrent symétriquement dans le cristal (Fig. 2-7). Celui-ci est alors tourné autour de la normale à sa face d'entrée (axe y). L'angle de rotation est appelé α. Les mesures sont effectuées en commençant par un angle α nul et ainsi l'axe $\vec{c}$ est dans le plan (x,y). β est défini comme l'angle entre l'axe $\vec{c}$ et sa

projection sur le plan (z,x). Les angles θ et β sont définis à l'intérieur du cristal. Nous mesurons alors le gain photoréfractif à partir de l'intensité du signal avec et sans faisceau pompe en fonction de l'angle de rotation α tous les 10°. Les mesures sont faites en polarisation ordinaire et extraordinaire, l'angle de polarisation suivant l'angle de rotation du cristal afin d'avoir toujours des polarisations propres.

Pour s'affranchir de la dépendance du champ de charge d'espace avec la constante diélectrique, nous nous sommes placés dans une configuration où le vecteur réseau est petit de telle sorte que l'on puisse faire l'approximation $k_r^2 < k_0^2$. Alors le gain est proportionnel au vecteur réseau et la dépendance du gain photoréfractif avec l'angle α traduit directement celle du coefficient électro-optique effectif.

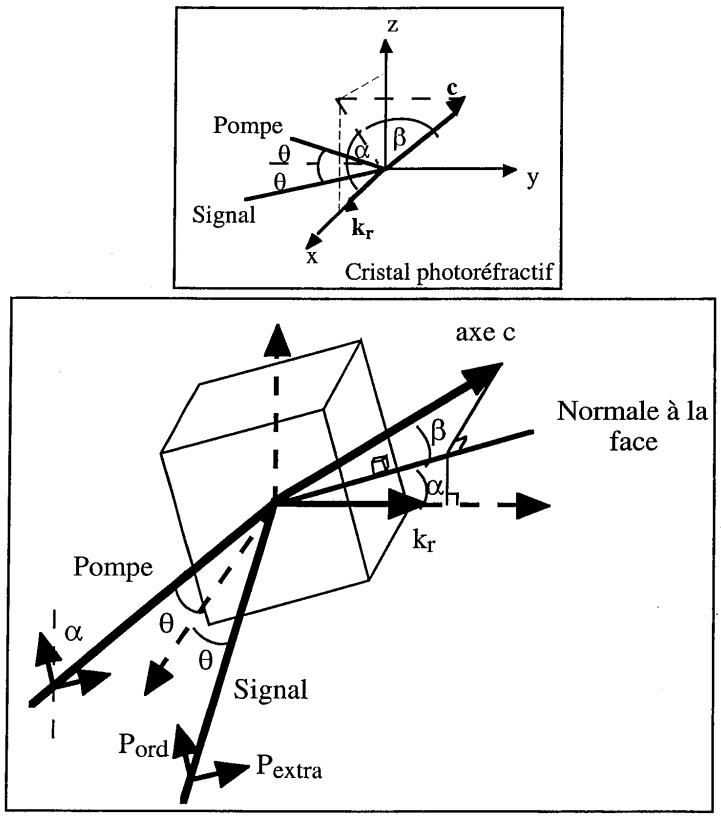


Figure 2-7 : Orientation des faisceaux incidents et des axes du cristal.

Les courbes obtenues devraient être parfaitement symétriques si nous ne mesurions que le gain photoréfractif. La légère dissymétrie observée expérimentalement est due à la présence de composantes d'absorption (réseaux d'absorption ou absorption induite) qui donnent un signal similaire au transfert d'énergie mais ne dépendant pas de α. Ces composantes sont faibles comparées au gain photoréfractif (< 15 %) (Figure 2-8). Elles ont été évaluées puis supprimées dans les courbes présentées par la suite qui ne concernent donc que le gain photoréfractif.

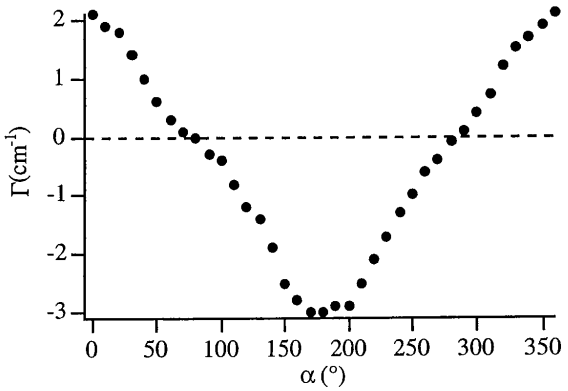


Figure 2-8 : Exemple de dissymétrie des courbes due à la présence d'une composante d'absorption. Cette courbe a été obtenue avec le cristal taillé à 45° en polarisation ordinaire.

III.1.a. Cristaux taillés à 0°

Le premier cristal étudié est celui de référence B 69 utilisé dans la première partie . Le vecteur réseau est fixé à 2,5 μm^{-1}. Le cristal étant taillé à 0 °, l'angle β est nul dans cette expérience puisque les faisceaux pénètrent le cristal de façon symétrique. Les courbes obtenues expérimentalement pour des polarisations ordinaire puis extraordinaire sont présentées sur les figures 2-9 et 2-10. La théorie prévoit des courbes sinusoïdales dans le cas où les effets électro-optiques indirects sont négligeables :

$$r^{eff}(\alpha) = r_{13}\cos\alpha \qquad (2\text{-}17)$$

et

$$r^{eff}(\alpha) = \left(-r_{13}(\sin\theta)^2 + r_{33}(\cos\theta)^2\right)\cos\alpha \qquad (2\text{-}18)$$

en polarisation respectivement ordinaire et extraordinaire. Ceci n'est pas le cas des courbes des figures 2-9 et 2-10. L'allure de ces courbes confirme donc que les effets électro-optiques indirects doivent être pris en compte dans BCT.

Pour confirmer ce résultat, nous avons réalisé les mêmes mesures sur un second cristal de BCT dopé au rhodium à 1000 ppm et de référence B 76.10.1.2. Ses dimensions sont $a*b*c = 1,61*4*4,75$ mm^3 et la longueur d'interaction dans les expériences de couplage deux ondes est de 1,61 mm. Les courbes obtenues pour ce cristal ont la même forme que celles obtenues pour le cristal précédent, avec une valeur du gain légèrement plus élevée (Figures 2-9 et 2-10).

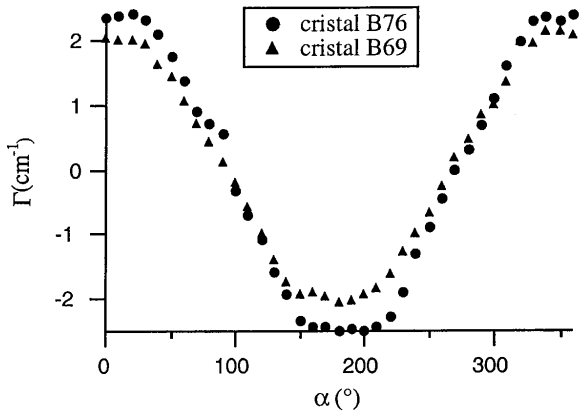


Figure 2-9 : Gain en fonction de l'angle de rotation α pour les cristaux B 69 et B 76 en polarisation ordinaire.

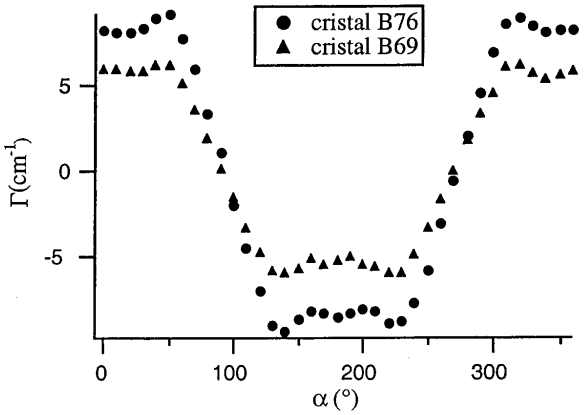


Figure 2-10 : Gain en fonction de l'angle de rotation α pour les cristaux B 69 et B 76 en polarisation extraordinaire.

III.1.b. Cristal taillé à 45°

La seconde expérience fut réalisée sur un cristal taillé à 45 ° (i.e. coupé suivant les faces (011) et $(01\bar{1})$) où, lorsque les deux faisceaux pompe et signal entrent dans le cristal de façon symétrique, nous sommes dans une configuration telle que $\beta = 45$ °. Cette coupe particulière est choisie pour permettre d'utiliser au mieux la valeur élevée du coefficient électro-optique r_{42} [Ford 89]. Le cristal étudié est dopé avec 2000 ppm de rhodium et 2000 ppm de sodium et sa référence est B 92. Son épaisseur est d'environ 4,1 mm. Le cristal est taillé en toit pour éviter les oscillations internes dues au gain élevé de cette configuration [Huot 97 (3)]. Malgré ces précautions, la présence de beam-fanning nous a empêché d'effectuer des mesures fiables en polarisation extraordinaire. En effet, nous observions une chute de l'amplification que nous avons attribuée à l'atténuation du faisceau pompe par le beam-fanning (Figure 2-11) [Huot 96]. Pour pouvoir effectuer ces mesures, il serait nécessaire d'utiliser un cristal plus mince. Nous avons donc limité nos mesures dans ce cristal à une mesure en polarisation ordinaire présentée sur la figure 2-12. Ici encore, l'écart à la sinusoïde est visible.

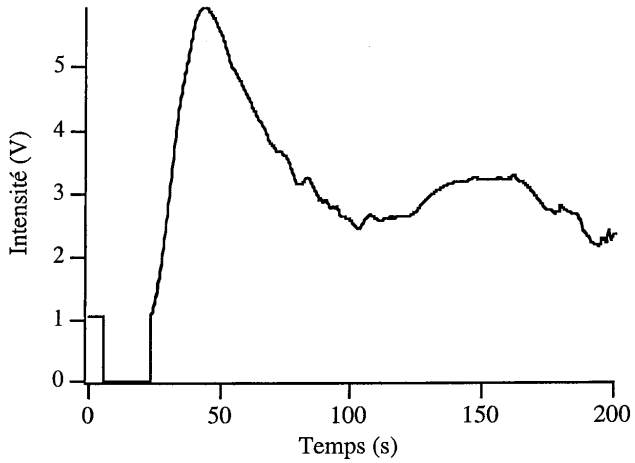


Figure 2-11 : Cinétique de transfert d'énergie observée en polarisation extraordinaire dans B 92.

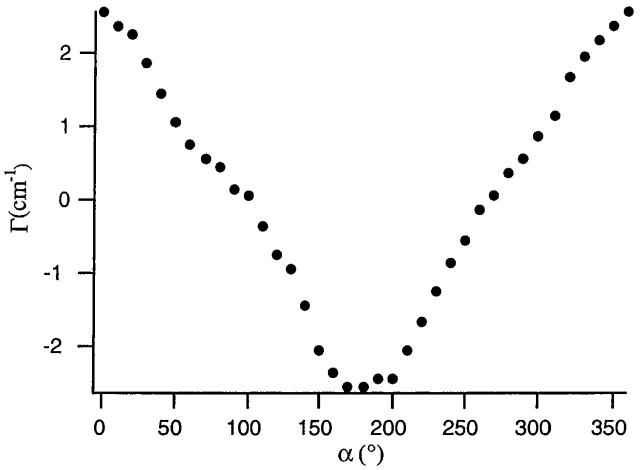


Figure 2-12 : Gain en fonction de α pour le cristal B 92 en polarisation ordinaire.

III.2. Les effets électro-optiques indirects

D'une manière générale, la valeur des coefficients électro-optiques et des constantes diélectriques dépend des conditions dans lesquelles ils sont mesurés et notamment de la fréquence du champ appliqué au cristal. Les coefficients dits "à contrainte nulle" correspondent à une zone de fréquence située sous les résonances piézo-mécaniques du matériau, ce qui a pour conséquence que le cristal est libre de se déformer de façon macroscopique, induisant ainsi un effet piézo-électrique qui vient s'ajouter à l'effet électro-optique. Les coefficients dits "à déformation nulle" correspondent à des gammes de fréquences du champ trop rapides pour lesquelles le cristal ne peut plus se déformer. Il subit alors des contraintes internes qui affectent l'effet électro-optique. Dans de nombreux articles, il a été question de savoir s'il faut utiliser les coefficients électro-optiques et les constantes diélectriques à contrainte nulle (indicés T) ou à déformation nulle (indicés S) pour modéliser l'effet photoréfractif [Günter 91]. Il est pertinent de se poser cette question puisque les valeurs de ces coefficients diffèrent de plus d'un facteur 2 dans le cas par exemple de $BaTiO_3$ [Zgonik 94].

Cependant, il a été montré dans le cas des réseaux photoréfractifs que le coefficient électro-optique approprié n'est ni le coefficient à déformation nulle, ni le coefficient à contrainte nulle mais un coefficient électro-optique dit "effectif" qui doit être calculé en fonction de la symétrie et de l'orientation du cristal [Günter 91, Pauliat 91]. En effet, contrairement aux mesures électro-optiques classiques où le champ appliqué est uniforme et où l'état du cristal se traduit par des

conditions aux limites définissant si le cristal est libre de se déformer ou contraint, dans les mesures photoréfractives, le champ est modulé spatialement et est alternativement positif ou négatif, ce qui peut induire des déformations opposées et donc impossibles. Les conditions aux limites sont ici définies à l'échelle du pas du réseau, supposé petit devant les dimensions du cristal, et deviennent une condition cyclique liée à la périodicité du champ. Ce type de comportement peut se rapprocher de celui observé sur des couches minces électro-optiques épitaxiées sur un substrat non électro-optique. Le cristal n'est donc ni contraint, ni tout-à-fait libre de se déformer, d'où la nécessité de définir un coefficient électro-optique effectif qui, dans le cas général, ne sera ni le coefficient à contrainte nulle, ni le coefficient à déformation nulle. Nous allons maintenant déterminer l'expression de ce coefficient électro-optique effectif dans le cas où les effets électro-optiques indirects sont pris en compte.

Le champ électrique agit sur l'indice de réfraction par effet électro-optique linéaire mais aussi par l'intermédiaire des contributions élasto-optiques. La variation induite par le champ électrique sur l'ellipsoïde des indices s'écrit comme la somme de ces deux contributions [Günter 91, Pauliat 91] :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = r^S_{ijk}E_k + p'^E_{ijkl}u_{kl} \tag{2-19}$$

avec

$$p'^E_{ijkl} = p^E_{ijkl} + p^E_{ij[kl]} \tag{2-20}$$

où r^S_{ijk} est le coefficient électro-optique à déformation nulle, u_{kl} la matrice de déformation induite par l'effet piézo-électrique, p^E_{ijkl} les coefficients élasto-optiques à champ électrique constant et $p^E_{ij[kl]}$ les coefficients qui expriment l'effet rotooptique. Dans $BaTiO_3$, l'effet rotooptique est très faible [Zgonik 95] car la biréfringence du cristal est faible et par conséquent, $\left[p'^E\right]$ peut être assimilé à $\left[p^E\right]$ dans ce cristal [Pauliat 00]. Nous faisons la même approximation pour le cristal de BCT, qui est proche du $BaTiO_3$.

Après avoir calculé la déformation u_{kl} induite par le champ de charge d'espace $E = E_{sc}\cos\left(\vec{k}_r \cdot \vec{r}\right)$, nous avons [Zgonik 94] :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = r^{eff}_{ij}E_{sc}\cos\left(\vec{k}_r \cdot \vec{r}\right) = \left(r^S_{ijk}n_k + p^E_{ijkl}n_l A^{-1}_{km}B_m\right)E_{sc}\cos\left(\vec{k}_r \cdot \vec{r}\right) \tag{2-21}$$

avec

$$A_{ik} = c^E_{ijkl}n_j n_l \text{ et } B_i = e_{kij}n_k n_j \tag{2-22}$$

où les coefficients c^{E}_{ijkl} représentent les constantes élastiques à champ constant et e_{ijk} le coefficient piézo-électrique de contrainte. $\vec{n}$ est un vecteur unitaire parallèle à la direction du champ de charge d'espace (et donc de $\vec{k}_r$) qui s'écrit dans un repère lié aux axes cristallographiques (a,b,c) :

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha\sin\beta \\ \sin\alpha \\ \cos\alpha\cos\beta \end{pmatrix} \tag{2-23}$$

Ainsi, nous pouvons calculer les expressions analytiques de r^{eff} pour de la lumière polarisée soit ordinairement, soit extraordinairement, qui sont respectivement [Zgonik 95] :

$$r_0^{eff} = r_{22}^{eff}(\alpha,\beta) \tag{2-24}$$

$$r_e^{eff} = \frac{1}{2}\left[r_{11}^{eff}(\alpha,\beta)\left(\cos(2\theta)-\cos(2\beta)\right) + 2r_{13}^{eff}(\alpha,\beta)\sin(2\beta) + r_{33}^{eff}(\alpha,\beta)\left(\cos(2\theta)+\cos(2\beta)\right)\right] \tag{2-25}$$

Ces expressions ressemblent à celles obtenues sans l'effet électro-optique indirect (Eq. 2-10 et 2-11) en remplaçant simplement $r_{13}\cos\beta$ par $r_{22}^{eff}(\alpha,\beta)$ dans r_o^{eff} et $r_{13}\cos\beta$ par $r_{11}^{eff}(\alpha,\beta)$, $r_{42}\sin\beta$ par $r_{13}^{eff}(\alpha,\beta)$ et $r_{33}\cos\beta$ par $r_{33}^{eff}(\alpha,\beta)$ dans r_e^{eff}. Les dépendances plus complexes avec les angles des paramètres r_{ij}^{eff} rendront compte des écarts à la sinusoïde observés expérimentalement. Les paramètres déterminés expérimentalement dans l'étude rapide (II.1.) restent valables, seule leur expression avec les paramètres du cristal variera. Au lieu de r_{13}, on aura déterminé $r_{22}^{eff}(0,0) = r_{11}^{eff}(0,0)$ ainsi que $r_{33}^{eff}(0,0)$ au lieu de r_{33}, tandis que $r_{13}^{eff}(0,\frac{\pi}{2})$ remplace r_{42}. Nous reviendrons plus loin sur ces expressions.
On définit aussi une constante diélectrique effective $\varepsilon^{eff}(\alpha,\beta)$ qui peut être calculée à partir des constantes diélectriques à déformation nulle ε_{ij}^{S} en tenant compte des contributions élastiques et piézo-électriques comme pour r^{eff}, puisque l'effet piézo-électrique influence également la constante diélectrique [Zgonik 95]

$$\varepsilon^{eff}(\alpha,\beta) = \varepsilon_{ij}^{S} n_i n_j + \varepsilon_0^{-1} e_{ijk} e_{mnl} n_i n_j n_m n_n A_{kl}^{-1} \tag{2-26}$$

Le deuxième terme traduit la déformation de la maille cristalline.

Comme le montrent ces équations, le calcul de ces effets électro-optiques indirects fait intervenir un grand nombre de paramètres qui sont tous inconnus dans BCT. Afin de réduire le nombre de

paramètres inconnus, nous avons développé un modèle qui permet de calculer, à partir des coefficients de la phase cubique, les effets électro-optiques indirects.

III.3. Détermination théorique des contributions électro-optiques indirectes

BCT et $BaTiO_3$ sont des cristaux ferroélectriques de la famille des perovskites à octaèdres d'oxygène. Au dessus de 100°C, ils sont en phase cubique (symétrie m3m) et lorsque la température décroît, ils passent en phase quadratique (4mm) (jusqu'à 10 ° pour $BaTiO_3$ et au moins - 120 ° pour BCT). Sur la figure 2-13, la maille cristalline de $BaTiO_3$ est représentée en phase cubique et quadratique. La structure de BCT diffère uniquement du fait que certains des atomes de baryum ont été remplacés par des atomes de calcium. Comme le montre la figure 2-13, lors du changement de phase, une polarisation spontanée P_s apparaît dans ces cristaux du fait du déplacement des atomes de titane vers l'une des faces du cube et cette nature polaire est à l'origine de nombre de propriétés comme l'effet piézo-électrique ou l'effet électro-optique. En effet, l'apparition de cette polarisation spontanée transforme les effets du troisième ordre (comme l'effet Kerr et l'électrostriction) en effets du second ordre (comme l'effet Pockels et l'effet piézo-électrique, respectivement) [Devonshire 51].
Le passage des effets du troisième ordre à ceux du second ordre fait intervenir les constantes diélectriques. Or, elles sont très différentes dans BCT et $BaTiO_3$ [Kuper 97, Zgonik 94]. Il est donc probable que les effets du second ordre soient également différents dans ces deux cristaux. Par contre, à haute température en phase cubique, les deux cristaux sont probablement plus proches. En effet, il a été montré que les coefficients Kerr de la phase cubique sont les mêmes dans tous les cristaux du type ferroélectrique à octaèdre d'oxygène. On peut donc imaginer que les autres paramètres de la phase cubique seront proches dans BCT et $BaTiO_3$. C'est pourquoi nous avons développé un modèle qui nous permet de calculer les effets du second ordre à partir de ceux de l'ordre supérieur.
Dans cette partie, nous allons d'abord présenter les bases théoriques du modèle. Ensuite, nous l'appliquerons au titanate de baryum, pour lequel les paramètres des phases cubique et quadratique sont connus, afin de le valider et enfin nous l'appliquerons à BCT.

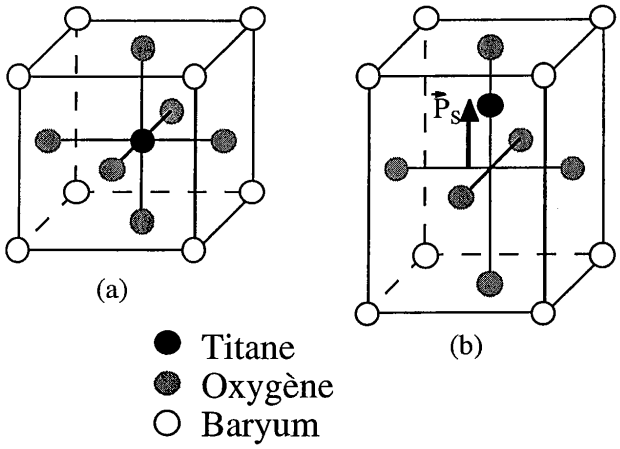


Figure 2-13 : Maille cristalline de $BaTiO_3$ en phase cubique (a) et en phase quadratique (b).

III.3.a. Détermination des paramètres de la phase quadratique à partir de ceux de la phase cubique

Effet électro-optique

L'effet électro-optique provient de la dépendance de la constante diélectrique avec le champ électrique. Les coefficients électro-optiques linéaires existant en phase quadratique sont reliés aux coefficients Kerr de la phase cubique par la susceptibilité linéaire et par la polarisation spontanée. Or il a été montré que dans les ferroélectriques à octaèdre d'oxygène, cet effet Kerr est une propriété intrinsèque liée à la nature de l'octaèdre d'oxygène. On peut donc calculer dans tous ces composés les coefficients Pockels à partir des coefficients Kerr dans la phase cubique, connaissant la polarisation spontanée et les constantes diélectriques [DiDomenico 69]. Dans toute cette partie, on utilisera les notations contractées [Nye 57], sauf quand il sera précisé que la notation tensorielle sera utilisée.

Si on considère les changements induits par une force électrique et mécanique sur le tenseur de permittivité, on obtient les équations suivantes entre les coefficients électro-optiques à déformation nulle r_{ij}^S et les coefficients Kerr à déformation nulle g_{ij}^S [DiDomenico 69, Bernasconi 95] pour une polarissation spontanée parallèle à l'axe $\vec{c}$ du cristal :

$$\begin{cases} r_{13}^S = r_{23}^S = 2g_{12}^S\varepsilon_0(\varepsilon_{33}^S - 1)P_s \\ r_{33}^S = 2g_{11}^S\varepsilon_0(\varepsilon_{33}^S - 1)P_s \\ r_{42}^S = r_{51}^S = g_{44}^S\varepsilon_0(\varepsilon_{11}^S - 1)P_s \end{cases} \quad (2\text{-}27)$$

Sachant que la biréfringence totale Δn_t est en fait la somme d'une biréfringence induite par la polarisation et d'un terme dépendant de la phase à haute température Δn_0 [DiDomenico 69], nous pouvons en déduire la valeur de la polarisation spontanée :

$$\Delta n_t = -\frac{1}{2}n^3(g_{11}^S - g_{12}^S)P_S^2 + \Delta n_0(T) \quad (2\text{-}28)$$

Le terme $\Delta n_0(T)$ est négligeable pour $BaTiO_3$ [Didomenico 69] et nous considérerons donc qu'il l'est aussi pour BCT.

Coefficients piézo-électriques et constantes élastiques

L'effet piézo-électrique direct se traduit par un moment électrique qui apparaît lorsque le cristal est sous contrainte. De la même façon, un effet piézo-électrique inverse apparaît dans un cristal soumis à un champ électrique sous la forme d'une déformation de ce cristal. Ainsi, l'effet piézo-électrique inverse correspond à la dépendance linéaire de la déformation avec le champ et il peut donc se calculer à partir des coefficients d'électrostriction qui traduisent la dépendance quadratique de la déformation avec le champ. Par un raisonnement identique à celui utilisé par DiDomenico et al. [DiDomenico 69], on peut donc déduire les coefficients piézo-électriques du tenseur d'électrostriction [Devonshire 51].

Pour ce raisonnement, on ne tient pas compte des effets thermo-élastiques ou électro-thermiques dans le cristal. Les seules forces appliquées au cristal sont donc la contrainte σ et le champ électrique $\vec{E}$.

Les résultantes directes de ces forces sont la polarisation P et la déformation τ. Nous considérons les 9 composantes σ_{ij} et la polarisation P_i comme des variables indépendantes. Ainsi, on peut écrire, en notation tensorielle pour $BaTiO_3$ (ou BCT) en phase cubique :

$$\tau_{ij} = s_{ijkl}^P\sigma_{kl} + Q_{ijkl}^\sigma P_k P_l \quad (2\text{-}29)$$

avec (s_{ijkl}^P) le tenseur d'élasticité à polarisation nulle et (Q_{ijkl}^σ) le tenseur des coefficients d'électrostriction à contrainte nulle.

Une polarisation spontanée apparaît dans la phase quadratique et introduit un effet piézo-électrique du premier ordre. Si on considère que la polarisation spontanée est suivant l'axe z, on

doit alors remplacer P_3 par $(P_3 + P_S)$ et négliger tous les termes en P_1^2, P_2^2, P_3^2 et P_S^2 dans le développement. On obtient ainsi en notation tensorielle :

$$\tau_{ij} = s^P_{ijkl}\sigma_{kl} + b_{kij}P_k \tag{2-30}$$

Par comparaison des équations 2-29 et 2-30, on trouve les expressions des coefficients piézo-électriques b_{ij} en phase quadratique :

$$\begin{cases} b_{31} = b_{32} = 2Q_{12}P_s \\ b_{33} = 2Q_{11}P_s \\ b_{24} = b_{15} = Q_{44}P_s \end{cases} \tag{2-31}$$

On en déduit les coefficients piézo-électriques directs d_{ij}, sachant que $d_{ij} = \varepsilon_0(\varepsilon_i^T - 1)b_{kj}$:

$$\begin{cases} d_{31} = d_{32} = 2\varepsilon_0(\varepsilon_{33}^T - 1)Q_{12}P_s \\ d_{33} = 2\varepsilon_0(\varepsilon_{33}^T - 1)Q_{11}P_s \\ d_{15} = d_{24} = \varepsilon_0(\varepsilon_{11}^T - 1)Q_{44}P_s \end{cases} \tag{2-32}$$

A partir des coefficients piézo-électriques b_{ij} et d_{ij} et du tenseur d'élasticité à polarisation nulle (s^P_{ij}) (qui sont des paramètres de la phase cubique) et de celui à champ nul (s^E_{ij}), on calcule les constantes élastiques à champ constant c^E_{ij} en utilisant les relations suivantes [Nye 57, Zgonik 94] :

$$s^E_{ij} = s^P_{ij} + b_{ki}d_{kj} \tag{2-33}$$

$$\tau_i = c^E_{ij}\sigma_j \quad \text{et} \quad \sigma_i = s^E_{ij}\tau_j \tag{2-34}$$

On peut enfin déterminer le tenseur piézo-électrique de contrainte (e_{ij}) :

$$e_{ij} = d_{ik}c^E_{kj} \tag{2-35}$$

Nous sommes donc en mesure de calculer tous les paramètres intervenant dans l'évaluation des coefficients électro-optiques effectifs.

Au passage, on obtient la relation entre les constantes diélectriques à déformation nulle ε_{ii}^{S} et à contrainte nulle ε_{ii}^{T} [Zgonik 94], en notation tensorielle :

$$\varepsilon_0 \varepsilon_{ii}^{S} = \varepsilon_0 \varepsilon_{ii}^{T} - e_{ilm} d_{ilm} \tag{2-36}$$

Les coefficients électro-optiques à déformation nulle sont quant à eux reliés aux coefficients à contrainte nulle par la relation suivante [Zgonik 94] (en notation tensorielle) en utilisant le coefficient élasto-optique à champ nul p_{ijlm}^{E} :

$$r_{ijk}^{T} = r_{ijk}^{S} + p_{ijlm}^{E} d_{klm} \tag{2-37}$$

Effet élasto-optique

Le changement de l'indice de réfraction dû aux contraintes dans le cristal est appelé l'effet photo-élastique. Celui-ci se caractérise notamment par les coefficients élasto-optiques. Par un raisonnement analogue à celui effectué pour les coefficients électro-optiques, on trouve que les coefficients élasto-optiques à champ nul dépendent des coefficients électro-optiques quadratiques g_{ij}^{S}, piézo-électrique e_{ij} et des coefficients élasto-optiques à polarisation nulle p_{ijmn}^{P} (définis dans la phase cubique), ainsi que de la polarisation spontanée P_S toujours orientée suivant l'axe $\vec{c}$ d'après l'équation suivante [Bernasconi 95], en notation tensorielle :

$$p_{ijmn}^{E} = p_{ijmn}^{P} + 2(g_{ij3k}^{S} P_S).e_{kmn} \tag{2-38}$$

Toutes ces équations vont nous permettre de calculer les paramètres du matériau en phase quadratique à partir de ceux en phase cubique.

III.3.b. Valeurs théoriques de ces paramètres

Les paramètres de la phase cubique nécessaires pour calculer les paramètres en phase quadratique sont présentés dans le tableau 2-2.

Validation du modèle : cas de $BaTiO_3$

Pour valider le modèle présenté ci-dessus, nous commençons par calculer les paramètres de la phase quadratique du titanate de baryum et nous les comparerons avec ceux de la littérature. Pour $BaTiO_3$, nous avons établi la liste des paramètres de la phase cubique nécessaires au calcul

dans la première colonne du tableau 2-2, ainsi que les références dans lesquelles nous avons trouvé ces valeurs.

Tableau 2-2 : Paramètres de la phase cubique pour $BaTiO_3$ et valeurs choisies pour BCT.

Paramètres	Valeurs $BaTiO_3$	Références	Valeurs BCT	Remarques
g_{11}^S ($10^{-2}m^4.C^{-2}$)	15 ± 3	[Bernasconi 95]	15 ± 3	Identiques pour toutes les perovskites
g_{12}^S ($10^{-2}m^4.C^{-2}$)	3.8 ± 0,6	[Bernasconi 95]	3,8 ± 0,6	
g_{44}^S ($10^{-2}m^4.C^{-2}$)	7 ± 1,5	[Bernasconi 95]	7 ± 1,5	
p_{11}^P	0,37 ± 0,03	[Bernasconi 95]	0,37 ± 0,03	valeurs de $BaTiO_3$
p_{12}^P	0,11 ± 0,01	[Bernasconi 95]	0,11 ± 0,01	
p_{66}^P	-0,30 ± 0,15	[Bernasconi 95]	-0,30 ± 0,15	
s_{11}^P ($10^{-12}m^2.N^{-1}$)	8,7	[Huibregtse 59]	8,7	
s_{12}^P ($10^{-12}m^2.N^{-1}$)	-3,35	[Huibregtse 59]	-3,35	
s_{66}^P ($10^{-12}m^2.N^{-1}$)	8,9	[Huibregtse 59]	8,9	
Q_{11} ($m^4.C^{-2}$)	0,09	[Didomenico 69, Jona 62]	0,09	
Q_{12} ($m^4.C^{-2}$)	-0,04	[Didomenico 69, Jona 62]	-0,04	
Q_{44} ($m^4.C^{-2}$)	0,06	[Didomenico 69, Jona 62]	0,06	
Δn	0,07	[Buse 93]	0,05	[Simon 97]
n	2,49	[Buse 93]	2,46	[Simon 97]
ε_{11}^T	4450±400	[Zgonik 94]	1120±30	[Kuper 97]
ε_{33}^T	129 ± 5	[Zgonik 94]	240±10	[Kuper 97]

Le tableau 2-3 présente les valeurs théoriques trouvées en appliquant notre modèle ainsi que les valeurs expérimentales données par Zgonik et al. [Zgonik 94]. On remarque que les valeurs calculées sont pour la plupart en accord avec celles qui ont été publiées pour $BaTiO_3$.

Le principal écart se situe au niveau de la valeur de la constante diélectrique à déformation nulle ε_{33}^S pour laquelle la valeur théorique est deux fois plus grande (ce qui est certainement dû au fait que la valeur de d_{33} calculée est plus faible que celle mesurée par Zgonik et al.). Cet écart se répercute sur les coefficients électro-optiques r_{13}^S et r_{33}^S qui sont directement proportionnels à ε_{33}^S. Si on augmentait la valeur de Q_{11} (qui gouverne d_{33} (Eq. 2-32)) à 0,16 $m^4.C^{-2}$, on obtiendrait une meilleure adéquation entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales.

Notre modèle étant donc validé par cet exemple du titanate de baryum, nous allons maintenant l'appliquer à BCT.

Tableau 2-3 : Paramètres de la phase quadratique mesurés et calculés pour $BaTiO_3$ et BCT. Les valeurs expérimentales sur le $BaTiO_3$ sont tirées de la référence [Zgonik 94] tandis que celles sur le BCT sont issues de la référence [Kuper 98].

	Mesure $BaTiO_3$	Calcul $BaTiO_3$	Mesure BCT	Calcul BCT
Polarisation spontanée ($C.m^{-2}$) P_s	0,28	0,28		0,26
Coefficients élastiques à champ constant(10^{10} $N.m^{-2}$)				
c_{11}^E	22,3 ± 1	22,1		22,1
c_{33}^E	15,1 ± 0,7	20,1		19,4
c_{12}^E	10,9 ± 1,8	13,8		13,8
c_{13}^E	11,1 ± 0,8	14,3		14,5
c_{44}^E	5,9 ± 0,3	5,0		8,9
c_{66}^E	13,2 ± 1,1	11,2		11,2
Coefficients piézo-électriques directs($pm.V^{-1}$)				
d_{31}	-33,4 ± 2	-25,2		-43
d_{33}	90 ± 4	57		97
d_{15}	580 ± 20	658		151
Coefficients piézo-électriques de contrainte($C.m^{-2}$)				
e_{31}	-0,70 ± 0,6	-0,90		-1,36
e_{33}	6,60 ± 0,3	4,20		6,25
e_{15}	34,6 ± 1,5	33		13,5
Coefficients élasto-optiques à champ constant				
p_{11}^E	0,50 ± 0,04	0,35		0,34
p_{12}^E	0,106 ± 0,01	0,09		0,08
p_{13}^E	0,20 ± 0,01	0,20		0,23
p_{31}^E	0,07 ± 0,006	0,03		0,01
p_{33}^E	0,77 ± 0,04	0,72		0,85
p_{44}^E	0,98 ± 0,16	0,99		0,18
p_{66}^E	-	-0,30		-0,30
Constantes diélectriques à déformation nulle				
ε_{11}^S	2174 ± 100	1986		888
ε_{33}^S	56,4±3	97		158

Coefficients électro-optiques à contrainte nulle ($pm.V^{-1}$)				
r_{13}^T	8 ± 2	18,5	36 ± 3	30
r_{33}^T	105 ± 10	112,5	140 ± 5	181
r_{42}^T	1300 ± 100	1025		159
Coefficients électro-optiques à déformation nulle ($pm.V^{-1}$)				
r_{13}^S	10,2 ± 0,6	18		27
r_{33}^S	40,4 ± 2	70,8		106
r_{42}^S	730 ± 100	342,3		140

Application du modèle : cas de BCT

Parmi tous les paramètres dont nous avons besoin pour déterminer le jeu complet, certains sont connus pour le BCT comme l'indice de réfraction n et la biréfringence totale Δn_T [Simon 97] ou les constantes diélectriques à contrainte nulle ε_{ij}^T [Kuper 97]. En effet, même si la référence [Kuper 97] ne précise pas lesquelles des constantes diélectriques (S ou T) sont mesurées, les conditions expérimentales indiquent que ce sont les constantes diélectriques à contrainte nulle. Mais les autres paramètres n'ont pas été mesurés pour le cristal de BCT. Nous nous inspirons donc des résultats publiés sur les matériaux de la même famille. Tout d'abord, les coefficients Kerr g_{ij}^S sont connus pour être les mêmes dans tous les matériaux du type ferroélectrique à octaèdre d'oxygène, comme nous l'avions déjà souligné [Didomenico 69, Bernasconi 95]. Ensuite, pour les autres paramètres, nous supposons que $BaTiO_3$ et BCT sont proches en phase cubique et nous utilisons les paramètres du $BaTiO_3$. Le tableau 2-2, colonne 3, résume les valeurs que nous avons utilisées pour nos calculs. Le jeu complet de paramètres calculés pour BCT est présenté dans le tableau 2-3, colonne 4.

En comparant les paramètres calculés du titanate de baryum et ceux de BCT, il apparaît des différences, notamment au niveau du coefficient piézo-électrique e_{24} qui intervient dans les relations entre coefficients à déformation et à contrainte nulle (Eq. 2-36 et 2-37). Ces différences trouvent leur origine dans l'écart entre les constantes diélectriques des deux cristaux. Ainsi r_{42} est plus faible dans BCT que dans $BaTiO_3$ car la constante diélectrique ε_{11} est plus faible et les coefficients r_{13} et r_{33} sont plus élevés du fait que la constante diélectrique ε_{33} est plus élevée.

Bien que le modèle présenté comporte de nombreuses approximations (de nombreux paramètres ont été choisis de façon empirique), il nous permet d'avoir une première évaluation des effets électro-optiques indirects dans le BCT. Nous allons l'utiliser maintenant pour simuler la

dépendance du gain avec l'angle de rotation α dans les différentes configurations étudiées expérimentalement dans la partie III.1.

III.4. Confrontation du modèle avec les résultats expérimentaux

Afin de tester la validité de notre modèle, nous calculons la forme des courbes théoriques correspondant aux expériences de la partie III.1.

III.4.a. Premiers ajustements : présence d'un facteur de réduction

Pour calculer la dépendance du gain avec α, nous avons, en théorie, besoin de connaître la densité effective de pièges des cristaux étudiés. En fait, cette densité effective de pièges a peu d'influence sur les courbes simulées car nous avons réalisé nos mesures de couplage deux ondes avec une faible valeur du vecteur réseau et donc nous sommes dans une situation où la valeur de k_0^2 et donc de N_{eff} a peu d'influence sur le gain photoréfractif (II.2.b). C'est pourquoi, en utilisant les valeurs du tableau 2-3, nous avons recalculé l'expression de la constante diélectrique effective qui intervient dans le calcul de N_{eff} (Eq. 2-6) à partir de la valeur de k_0^2 déterminée dans la première étude rapide (II.1). Nous obtenons $N_{eff} = 5{,}3 \times 10^{22} m^{-3}$ et nous utilisons cette valeur pour les 3 cristaux étudiés dans cette partie.
Un premier calcul montre que les courbes théoriques obtenues ont une forme qui correspond à celle des courbes expérimentales mais avec une amplitude plus élevée (Figure 2-14 et 15). Cela indique que le jeu de paramètres proposés précédemment (tableau 2-3, colonne 4) s'approche du jeu de paramètres réels. De plus, on remarque que la différence d'amplitude est la même pour les deux polarisations de chaque cristal. Par contre, la différence d'amplitude diffère d'un cristal à l'autre (Figures 2-9 et 10). Ainsi, pour ajuster les courbes simulées aux points expérimentaux, il faut commencer par ajouter un facteur de réduction, le même sur chaque polarisation. Ils valent respectivement 0,7 et 0,5 pour les cristaux B 76 et B 69.
Ce facteur de réduction n'est pas surprenant même si son origine exacte n'est pas encore déterminée. En effet, il pourrait s'agir de l'interférence d'une conduction due aux électrons dans la bande de conduction appelée compétition électron-trou, qui provoquerait une diminution du gain et qui se traduirait au niveau des équations par la multiplication par un coefficient ξ_0 [Strohkendl 86] dans l'expression du champ de charge d'espace (Eq. 2-4). Il pourrait aussi s'agir d'un facteur de réduction $\eta(I)$ dû à une dépendance en intensité rendue complexe par la présence de défauts secondaires [Tayebati 91]. Cette hypothèse est peu probable puisque, dans nos conditions expérimentales, le gain est saturé en intensité (à moins de considérer que nous avons seulement atteint un plateau secondaire). Enfin, cette réduction peut être causée par la

présence de domaines ferroélectriques tournés à 180 ° dus à une polarisation imparfaite du cristal [Zgonik 95]. Cette réduction du gain peut aussi résulter de ces différents effets combinés. En conclusion, des mesures complémentaires (comme par exemple d'effectuer des mesures à une longueur d'onde différente) sont nécessaires pour déterminer l'origine de cette réduction.

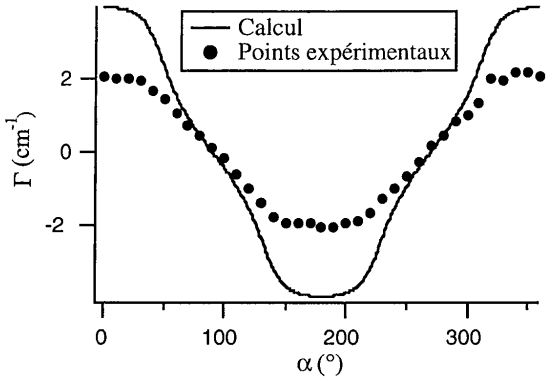


Figure 2-14 : Comparaison entre les simulations (courbes) et les résultats expérimentaux (points) pour le cristal B 69 en polarisation ordinaire.

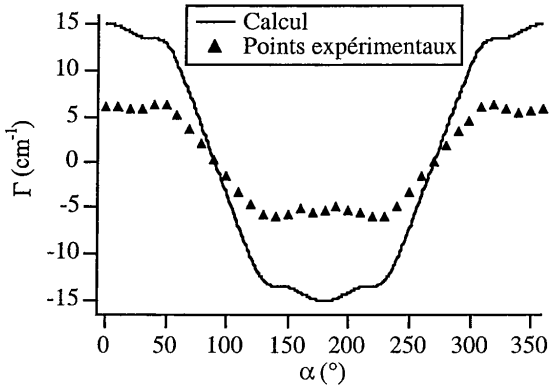


Figure 2-15 : Comparaison entre les simulations (courbes) et les résultats expérimentaux (points) pour le cristal B 69 en polarisation extraordinaire.

III.4.b. Ajustement des courbes : réévaluation des coefficients Kerr

Dans la suite, nous tenons compte de cette réduction dans nos calculs en introduisant un facteur de réduction sur le champ de charge d'espace. Ainsi, nous réalisons un premier ajustement des courbes théoriques et expérimentales. Par la suite, nous avons changé les paramètres du matériau utilisés dans les simulations afin d'améliorer le concordance avec les points expérimentaux. Compte tenu du nombre important de paramètres libres, l'ajustement fut réalisé de façon manuelle et qualitative en veillant d'une part, à ne changer que légèrement la valeur des différents coefficients et d'autre part, à en changer le moins possible. Nous avons obtenu la meilleure adéquation entre expériences et simulations en changeant seulement légèrement les deux paramètres initiaux g_{11}^S et g_{12}^S.

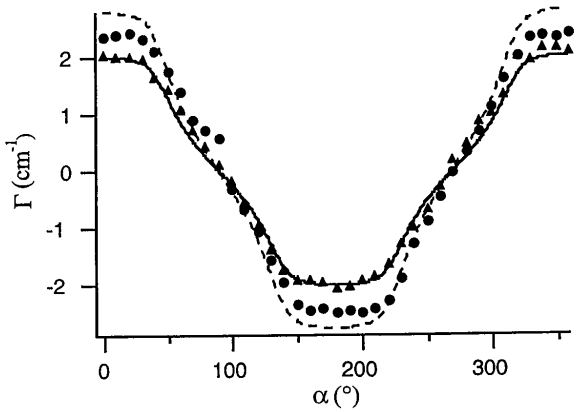


Figure 2-16 : Comparaison entre les points expérimentaux et les courbes calculées avec le jeu de paramètres optimisé en polarisation ordinaire.

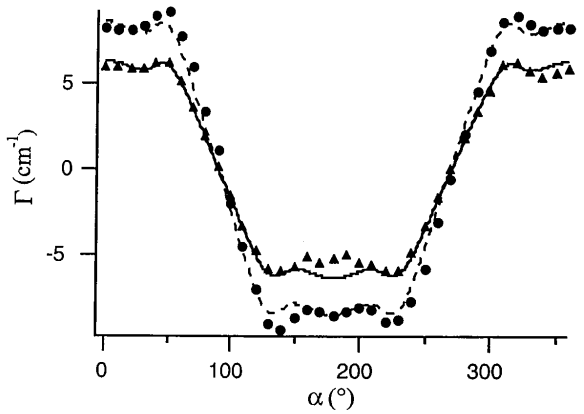


Figure 2-17 : Comparaison entre les points expérimentaux et les courbes calculées avec le jeu de paramètres optimisé en polarisation extraordinaire.

Les valeurs finales retenues sont $g_{11}^S = 0{,}11\,m^4.C^{-2}$ (au lieu de 0,15 $m^4.C^{-2}$) et $g_{12}^S = 0{,}035\,m^4.C^{-2}$ (au lieu de 0,38 $m^4.C^{-2}$) (Figures 2-16 et 2-17). Ces nouvelles valeurs entrent quasiment dans les barres d'incertitudes données par Bernasconi et al. [Bernasconi 95]. Par ailleurs, il faut noter que, mis à part ces deux paramètres, seuls p_{11}^P, s_{11}^P et Q_{12} ont une influence notable sur la forme des courbes (Figure 2-18). Nous ne les avons pas changés dans notre jeu de paramètres final car les modifications qu'ils induisent éloignent les courbes théoriques des courbes expérimentales. Mais il faut souligner qu'en raison du grand nombre de paramètres, la variation de l'un d'eux peut être compensée par la variation d'un autre. C'est pourquoi nous réalisons nos ajustements en changeant un minimum de paramètres (le jeu de paramètres que nous trouvons n'est certainement pas unique et d'autres données seront donc nécessaires pour le confirmer ou le préciser).

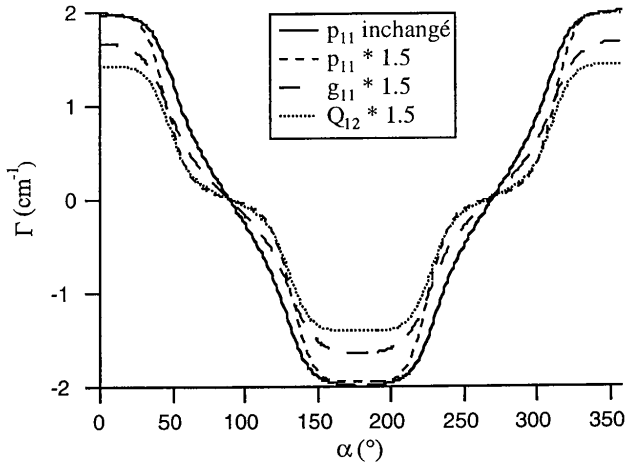


Figure 2-18 : Influence des paramètres les plus significatifs sur la forme de la courbe (calcul).

III.4.c. Validation des paramètres : cristal à 45 °

Les paramètres ainsi déterminés sont utilisés pour calculer le gain photoréfractif dans le cristal taillé à 45 °. Sans changer aucun paramètre, on obtient un bon accord entre calcul et expériences avec un facteur de réduction du champ de charge d'espace de 52 % (Figure 2-19).

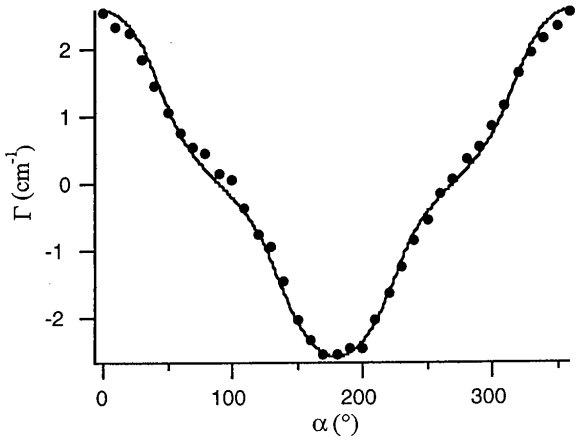


Figure 2-19 : Comparaison entre expériences et simulations pour le cristal B 92 taillé à 45 °.

III.4.d. Évaluation de r_{42}^T

Nous n'avons aucune information sur la valeur du paramètre g_{44}^S qui gouverne la valeur du coefficient électro-optique r_{42} en raison de l'impossibilité de réaliser une mesure en polarisation extraordinaire dans le cristal coupé à 45 °.

Cependant, nous pouvons malgré tout tirer des informations des mesures effectuées dans le cristal B 69 à 532 nm autour de $\beta = \pi/2$ et présentées dans la partie précédente. En effet, nous avions dû faire une approximation pour extraire la valeur de r_{42} de ces mesures puisque nous ne connaissions pas les valeurs des paramètres élasto-optiques, piézo-électriques et élastiques qui intervenaient dans le calcul de la pente. C'est pourquoi, nous avions fait l'approximation que la pente était proportionnelle à $4 \times r_{42}^T$ (sans différencier à ce stade entre les coefficients électro-optiques à déformation nulle et à contrainte nulle).

En utilisant les paramètres déterminés précédemment, nous pouvons maintenant ajuster la courbe du gain en fonction de β (Figure 2-6) avec les paramètres de la phase cubique, de la même façon que pour les courbes de variation avec α.

Pour réaliser ce calcul, nous avons tenu compte du coefficient de réduction de 50 % du champ de charge d'espace qui existe dans ce cristal (B 69) et qui a été mis en évidence grâce aux mesures en fonction de l'angle α. Ainsi, en ajustant la valeur du coefficient g_{44}^S, nous avons pu obtenir une bonne adéquation entre les courbes théoriques et expérimentales pour une valeur de g_{44}^S=0,135 $m^4.C^{-2}$ (Figure 2-20).

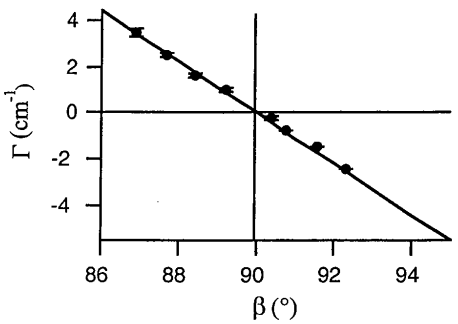


Figure 2-20 : Gain photoréfractif mesuré expérimentalement en fonction de l'angle β entre le vecteur réseau et l'axe $\vec{c}$ autour de $\pi/2$. Comparaison avec les simulations.

III.4.e. Jeu de paramètres final de la phase cubique de BCT

Le jeu de paramètres en phase cubique du cristal de BCT qui permet d'ajuster au mieux nos résultats expérimentaux avec un facteur de réduction du gain est présenté dans le tableau 2-4.

Tableau 2-4 : Jeu de paramètres final déterminé pour BCT à partir des mesures en rotation, les paramètres changeant par rapport au premier jeu de paramètres étant indiqués en gras.

	Valeur BCT		Valeur BCT
g_{11}^S (10^{-2} m^4.C^{-2})	**11**	Q_{11} (m^4.C^{-2})	0,09
g_{12}^S (10^{-2} m^4.C^{-2})	**3,5**	Q_{12} (m^4.C^{-2})	-0,04
g_{44}^S (10^{-2} m^4.C^{-2})	**13,5**	Q_{44} (m^4.C^{-2})	0,06
p_{11}^P	0,37 ± 0,03	Δn	0,05
p_{12}^P	0,11 ± 0,01	n	2,46
p_{66}^P	-0,30 ± 0,15	ε_{11}^T	1120 ± 30
s_{11}^P (10^{-12} m^2.N^{-1})	8,7	ε_{33}^T	240 ± 10
s_{12}^P (10^{-12} m^2.N^{-1})	-3,35		
s_{66}^P (10^{-12} m^2.N^{-1})	8,9		

III.4.f. Jeu de paramètres final de la phase quadratique de BCT

Bien que nous n'ayons changé que les coefficients Kerr, nous sommes obligés de recalculer le jeu complet de paramètres de la phase quadratique. En effet, les coefficients Kerr interviennent dans le calcul de la polarisation spontanée, qui, elle-même, apparaît dans le calcul de tous les coefficients. Les changements sont légers pour la plupart des paramètres et le nouveau jeu est présenté dans le tableau 2-5.

Tableau 2-5 : Paramètres de la phase quadratique obtenus à partir de ceux de la phase cubique du tableau 2-4 pour BCT.

Polarisation spontanée (C.m^{-2}) P_S	0,30	Coefficients élasto-optiques à champ constant	
Coefficients élastiques à champ constant (10^{10} N.m^{-2})		p_{11}^E	0,34
c_{11}^E	22	p_{12}^E	0,08
c_{33}^E	18,7	p_{13}^E	0,25
c_{12}^E	13,7	p_{31}^E	0,02

c_{13}^E	14,6	p_{33}^E	0,80
c_{44}^E	8,3	p_{44}^E	0,89
c_{66}^E	11.2	p_{66}^E	-0,30
Coefficients piézo-électriques directs ($pm.V^{-1}$)		Coefficients piézo-électriques de contrainte ($C.m^{-2}$)	
d_{31}	-51	e_{31}	-1,42
d_{33}	114	e_{33}	6,52
d_{15}	178	e_{15}	14,7
Coefficients électro-optiques à contrainte nulle ($pm.V^{-1}$)		Coefficients électro-optiques à déformation nulle ($pm.V^{-1}$)	
r_{13}^T	33	r_{13}^S	26
r_{33}^T	170	r_{33}^S	81
r_{42}^T	453	r_{42}^S	295
Constantes diélectriques à déformation nulle			
ε_{11}^S	824	ε_{33}^S	140

III.5. Évaluation des coefficients électro-optiques

Nous sommes maintenant en mesure de calculer les valeurs théoriques des coefficients électro-optiques effectifs déterminés dans la partie II.

Dans les configurations particulières où nous nous étions placés, l'expression des coefficients électro-optiques effectifs se simplifie et les contributions des effets électro-optiques directs et indirects peuvent être séparées. Nous allons examiner en détail quelles contributions nous avions effectivement mesurées dans nos expériences.

III.5.a. Cas où $\beta = 0$

Dans cette configuration, r_0^{eff} et r_e^{eff} dépendent seulement de $r_{ii}^{eff}(0,0)$ qui vaut (Eq. 2-21) [Zgonik 94] :

$$r_{ii}^{eff}(0,0) = r_{i3}^S + \frac{p_{i3}^E e_{33}}{c_{33}^E} \qquad (2\text{-}39)$$

où les indices i vont de 1 à 3. Avec cette orientation, la constante diélectrique (Eq. 2-26) se simplifie et s'exprime comme :

$$\varepsilon^{eff}(0,0) = \varepsilon_{33}^{S} + \frac{e_{33}^2}{c_{33}^{E}\varepsilon_0} \tag{2-40}$$

Ensuite, dans le cas où les deux faisceaux incidents sont polarisés ordinairement, on mesure $r_{22}^{eff}(0,0)$, qui se relie simplement au coefficient électro-optique à déformation nulle r_{23}^{S} :

$$r_{22}^{eff}(0,0) = r_{23}^{S} + \frac{p_{23}^{E} e_{33}}{c_{33}^{E}} \tag{2-41}$$

Et comme $r_{23}^{S} = r_{13}^{S}$ et $p_{23}^{E} = p_{13}^{E}$ pour des raisons de symétrie du cristal, nous avons :

$$r_{22}^{eff}(0,0) = r_{23}^{S} + \frac{p_{23}^{E} e_{33}}{c_{33}^{E}} = r_{13}^{S} + \frac{p_{13}^{E} e_{33}}{c_{33}^{E}} = r_{11}^{eff}(0,0) \tag{2-42}$$

Si les faisceaux sont polarisés extraordinairement, le coefficient électro-optique effectif s'écrit (à partir de l'équation 2-25) :

$$r_e^{eff} = (\cos(2\theta) - 1) r_{11}^{eff}(0,0) + (\cos(2\theta) + 1) r_{33}^{eff}(0,0) \tag{2-43}$$

Ainsi, notre mesure en polarisation ordinaire nous a donné $r_{22}^{eff}(0,0) = r_{11}^{eff}(0,0)$ et celle en polarisation extraordinaire, la valeur du coefficient électro-optique effectif $r_{33}^{eff}(0,0)$.

$$r_{33}^{eff}(0,0) = r_{33}^{S} + \frac{p_{33}^{E} e_{33}}{c_{33}^{E}} \tag{2-44}$$

Ainsi, nous voyons que les coefficients que nous avions assimilés dans un premier temps à r_{13} et r_{33}, sans préciser plus avant la nature exacte de ces coefficients électro-optiques, ne correspondent ni aux coefficients à contrainte nulle, ni au coefficients à déformation nulle, mais à un paramètre intermédiaire entre ces deux extrêmes.

Les valeurs expérimentales obtenues ainsi (II.2.b), corrigées du facteur de réduction de 50% existant dans ce cristal, sont $r_{22}^{eff}(0,0) = 44$ pm.V^{-1} et $r_{33}^{eff}(0,0) = 110$ pm.V^{-1} alors que les valeurs calculées à partir des paramètres du tableau 2-5 sont $r_{22}^{eff}(0,0) = 34$ pm.V^{-1} et $r_{33}^{eff}(0,0) = 107$ pm.V^{-1}. Ainsi, l'accord entre théorie et expérience est satisfaisant.

III.5.b. Mesure autour de $\beta = \frac{\pi}{2}$

Dans cette configuration, en tenant compte des effets électro-optiques indirects, on montre que :

$$\varepsilon^{eff}\left(0, \frac{\pi}{2}\right) = \varepsilon_{11}^{T} \tag{2-45}$$

alors que la pente de la courbe de variation est donnée par $4\left(r_{42}^{T} + \delta_r\right)$, avec δ_r qui est une correction due aux effets électro-optiques indirects et qui était négligée dans la première mesure. Nous savons donc maintenant que la valeur de $r_{42} = 250\ pm.V^{-1}$ correspond au terme $\left(r_{42}^{T} + \delta_r\right)$, sans oublier qu'il existe un facteur de réduction de 0,5 dans le cristal B 69. En tenant compte de ces corrections, nous arrivons à la valeur de $453\ pm.V^{-1}$ donnée dans le tableau 2-5.

III.6. Détermination de la configuration qui permet d'obtenir le gain optimum

Grâce à ces connaissances sur les effets électro-optiques directs et indirects dans BCT, nous sommes en mesure de calculer pour quelle configuration le gain maximum sera obtenu. Cette information est très importante puisque nous envisageons d'utiliser ce cristal notamment pour réaliser de la double conjugaison de phase. Or, afin d'utiliser au mieux les performances du cristal en terme de gain, il est judicieux de choisir la coupe du cristal la mieux adaptée. Les coupes classiques sont la coupe à 0 ° et la coupe à 45 °. Afin de pouvoir choisir entre ces deux coupes, nous allons calculer la variation du gain en fonction de l'angle β entre le vecteur réseau et l'axe $\vec{c}$ du cristal et avec l'angle θ entre les faisceaux (sachant que $\alpha = 0$ est l'angle optimal et le plus simple d'utilisation).

A partir du jeu de paramètres final obtenu au paragraphe précédent (tableau 2-5), nous obtenons que le gain maximum est obtenu pour un angle β autour de 45 ° (Figure 2-21a).

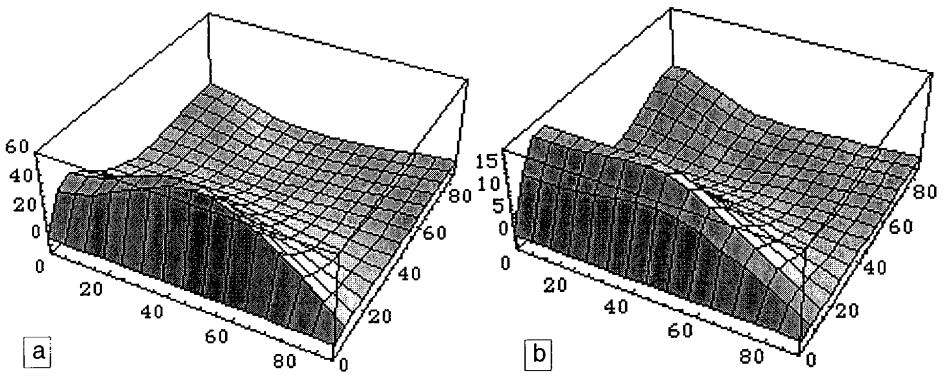


Figure 2-21 : Représentation 3D du gain en fonction de θ et β pour le jeu de paramètres. a : final b : initial

Ce calcul montre également l'importance des mesures en rotation effectuées dans cette partie. En effet, en utilisant simplement le premier jeu de paramètres obtenu à partir des paramètres en phase cubique du titanate de baryum (tableau 2-2, colonne 2), l'optimum de gain était obtenu pour un angle β de 0 ° (Figure 2-21b). Cette différence s'explique par le poids respectif des coefficients r_{42}^S et r_{33}^S. Ainsi, la coupe à 45 ° est toujours la plus favorable quand le coefficient r_{42}^S est grand devant r_{33}^S et r_{13}^S, ce qui est le cas pour notre jeu de paramètre final puisque nous avons $r_{42}^S = 295\ \text{pm.V}^{-1}$ et $r_{33}^S = 81\ \text{pm.V}^{-1}$.

Ce résultat est confirmé par le fait que nous n'avons pas observé de beam-fanning dans le cristal B 69 taillé à 0 ° à 514 nm alors que nous n'avons pas pu faire de mesures fiables en polarisation extraordinaire avec le cristal B 92 taillé à 45 ° à cause, justement, du beam-fanning.

Cependant, certains des paramètres des effets électro-optiques indirects qui interviennent dans le calcul du gain tels que s_{44} et p_{44} n'ont pas pu être déterminés dans le chapitre 2 puisque le beam-fanning empêchait les mesures en polarisation extraordinaire dans le cristal coupé à 45 °. Nous avons donc testé l'influence de ces paramètres sur la configuration optimale. Si on multiplie par exemple p_{44} par 2, le gain maximum est obtenu pour un couple (β,θ) de (43 °, 9 °). Et si on multiplie s_{44} par 2, les angles pour lesquels le gain est maximum sont (43°, 8,5°). Par conséquent, l'influence de ces paramètres sur la configuration qui maximise le gain photoréfractif est insignifiante.

IV Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre sont intéressants à deux titres. D'une part, ils apportent des connaissances fondamentales sur ce cristal nouveau qu'est le BCT. Ils ont permis de mettre en évidence les différences qui existent entre le titanate de baryum et son dérivé, le BCT. Nous avons pu notamment montrer que la différence entre les constantes diélectriques des deux cristaux a un impact direct sur leurs coefficients électro-optiques. Ainsi, r_{13}^T et r_{33}^T sont plus élevés dans BCT comme l'est ε_{33}^T alors que r_{42}^T est plus faible comme ε_{11}^T. D'autre part, ces résultats apportent de nombreuses informations sur les paramètres de ce nouveau cristal, ce qui sera notamment très utile pour déterminer les configurations intéressantes en fonction des applications envisagées.

Nos résultats concernant les coefficients électro-optiques sont en accord avec d'autres valeurs publiées, sauf en ce qui concerne r_{42}^T. En effet, nous avons obtenu $r_{13}^T = 33$ pm.V^{-1} et $r_{33}^T = 170$ pm.V^{-1} par nos mesures. Les valeurs expérimentales publiées par Kuper et al. [Kuper 98] sont : $r_{13}^T = 36$ pm.V^{-1} and $r_{33}^T = 140$ pm.V^{-1}. Cependant, nous avons trouvé $r_{42}^T = 453$ pm.V^{-1} alors que la valeur publiée dans [Neumann 99] est plus faible: ($r_{42}^T = 190$ pm.V^{-1}). Cette dernière valeur semble trop faible, notamment si on considère les résultats que nous avons pu obtenir dans le cristal taillé à 45 ° en polarisation extraordinaire. En effet, même si nous n'avons pas de résultats suffisamment fiables pour en déduire une valeur précise du paramètre r_{42}^T, nous avons observé des facteurs d'amplification du signal par couplage deux ondes qui indiquent que la valeur de r_{42}^T est très élevée. L'observation de beam-fanning dans le cristal taillé à 45 ° (alors que nous n'en avons pas observé dans le cristal à 0 °) est une preuve supplémentaire que le coefficient r_{42}^T est plus fort que r_{33}^T.

Ces mesures restent cependant des mesures partielles en raison du grand nombre de paramètres libres. L'ajustement que nous avons réalisé nous semble correct mais il est possible d'ajuster les résultats expérimentaux de façon totalement différente (par exemple, sans introduire de facteur de réduction sur le champ de charges d'espace). Pour confirmer le choix que nous avons fait, des mesures photoréfractives complémentaires sont nécessaires, par exemple avec d'autres orientations de cristaux. De plus, il serait intéressant de confronter nos résultats avec des mesures annexes directes et spécifiques des différents coefficients (électro-optiques, piézo-électriques, élastiques,..), ce qui nous permettrait, par exemple, de confirmer (ou d'infirmer) la présence du facteur de réduction et éventuellement d'en identifier l'origine.

CHAPITRE 3

Sensibilité proche infrarouge du cristal de BCT

Le développement des diodes laser et des lasers solides dans le proche infrarouge donne un grand intérêt aux applications dans cette gamme de longueurs d'onde. Les applications potentielles pour le cristal de BCT sont celles dans lesquelles il pourrait remplacer $BaTiO_3$ actuellement utilisé comme la conjugaison de phase auto-pompée dans les systèmes lasers pour la correction dynamique de fronts d'onde [Brignon 98, Huot 98 (2)] ou l'holographie dynamique intracavité [Huot 99]. Or, la plupart des matériaux ferroélectriques comme le titanate de baryum sont quasiment transparents dans la bande [0,7-1 µm]. De nombreuses recherches ont donc été entreprises en vue d'améliorer l'efficacité et la rapidité des phénomènes photoréfractifs à ces longueurs d'onde par des dopants ou des traitements d'oxydation ou de réduction.
En ce qui concerne le cristal de BCT, toutes les mesures publiées jusqu'en 98 ont été réalisées à des longueurs d'onde entre 458 et 633 nm. Ainsi, aucune étude sur la sensibilité de ces cristaux à 850 nm n'avait été réalisée au début de ce travail.
L'objectif de ce chapitre est d'étudier la sensibilité des cristaux de BCT aux longueurs d'onde proches infrarouges et de l'améliorer par des dopages ou des traitements du type oxydation ou réduction.

I. Effet photoréfractif dans $BaTiO_3$:Rh à 850 nm

Nous commençons par étudier les propriétés de $BaTiO_3$:Rh à 850 nm. Sachant que ce cristal est proche de BCT, nous utiliserons ensuite ces résultats pour optimiser la sensibilité de BCT à cette longueur d'onde. L'avantage de commencer par une étude de $BaTiO_3$:Rh est que ce cristal a été largement étudié à 1,06 µm [Huot 98 (1)] et que ses propriétés sont relativement bien connues à cette longueur d'onde.

Les propriétés électro-optiques du $BaTiO_3$ en font un candidat de choix pour des applications telles que la correction d'aberrations dans les lasers ou les interconnexions optiques. Or ce type d'applications nécessite l'utilisation de longueurs d'onde proches infrarouges. C'est pourquoi de nombreuses études furent entreprises afin de trouver le dopant approprié. Le dopage au cobalt donna des résultats intéressants [Rytz 90 (1)] et une réflectivité de 50 % fut notamment mesurée à 933 nm dans un miroir à conjugaison de phase auto-pompé à réflexion interne [Rytz 90 (2)]. C'est en 1993 que fut découvert le dopant le plus efficace dans cette gamme de longueur d'onde : le rhodium [Ross 93]. Il fut découvert accidentellement puisque la tige en platine qui tenait le germe de croissance de ce cristal contenait du rhodium, qui contamina alors le cristal. Mais ce n'est que l'année suivante que ce dopant fut identifié par Wechsler et al.

[Wechsler 94] qui démontrèrent à cette occasion la conjugaison de phase auto-pompée dans un cristal de $BaTiO_3$:Rh à 0,99 µm. A partir de ce moment, de nombreuses expériences furent réalisées sur des cristaux de $BaTiO_3$:Rh. Sous illumination continue à 1,06 µm, un gain de 23 cm^{-1} fut obtenu [Huot 97 (1)]. Une étude approfondie en vue de déterminer les paramètres optimums de dopage fut ensuite réalisée à 1,06 µm [Huot 98 (1)] et elle permit de développer un modèle de l'effet photoréfractif à cette longueur d'onde. Notre premier objectif a été de développer un modèle similaire pour le $BaTiO_3$:Rh à 850 nm et d'en déterminer les paramètres par des caractérisations photoréfractives de cristaux à cette longueur d'onde. Cette étude, présentée dans la suite de cette partie, nous permet de disposer d'un modèle photoréfractif décrivant les phénomènes observés dans les cristaux de $BaTiO_3$:Rh à 850 nm. Nous pouvons ainsi prédire le comportement de ces cristaux en fonction des quantités de dopage ou des traitements d'oxydation et réduction.

I.1. Insertion du rhodium dans le cristal de $BaTiO_3$

Le cristal de$BaTiO_3$ a une structure cristalline sans site vacant et l'introduction d'un dopant dans la maille cristalline se fait obligatoirement par substitution [Ewbank 87]. Dans les cristaux de type ferroélectrique à octaèdre d'oxygène, il a été montré que les métaux de transition tels que le fer, le cobalt ou le rhodium se substituent à Ti^{4+} dans la maille à cause de la taille proche des rayons ioniques de ce type d'éléments et de celui de Ti^{4+} [Günter et Huignard].

I.2. Modèle à trois états de charge

L'effet photoréfractif à 1,06 µm peut être décrit par un modèle à trois états de charge [Buse 95, Huot 97 (2)]. À 850 nm, ce modèle est toujours valable et nous allons le présenter brièvement. Le site actif est le rhodium qui se présente sous trois états de charge : Rh^{3+}, Rh^{4+}, et Rh^{5+}. Deux niveaux sont alors mis en jeu : $Rh^{3+/4+}$ et $Rh^{4+/5+}$. Si on considère qu'il n'y a pas de compétition électron-trou, on a le processus de transfert de charge symbolisé par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} Rh^{5+} &\leftrightarrow Rh^{4+} + p \\ Rh^{4+} &\leftrightarrow Rh^{3+} + p \end{aligned} \qquad (3\text{-}1)$$

où p désigne un trou libre. Ce modèle dit "à trois états de charge" peut être résumé par le diagramme de bandes de la figure 3-1.

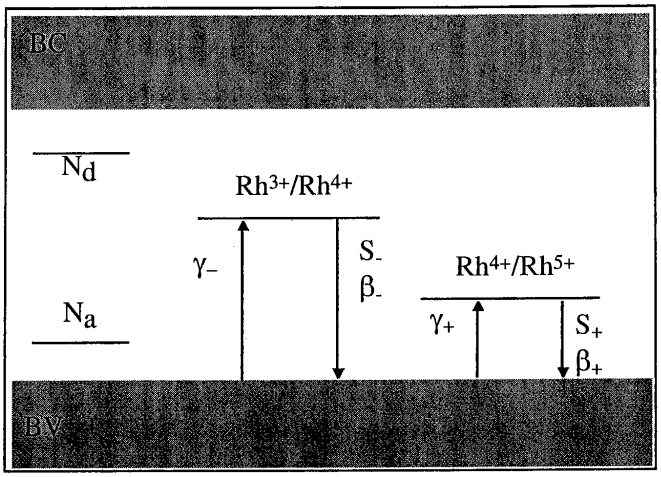


Figure 3-1 : Modèle de bandes utilisé pour établir les équations du modèle photoréfractif dans le $BaTiO_3$:Rh.

où Na et Nd représentent les densités volumiques des centres optiquement inactifs, respectivement accepteurs et donneurs d'électrons, qui permettent d'assurer la neutralité électrique du matériau. S- et S+ sont les sections efficaces de photo-ionisation des trous à partir de Rh^{4+} et Rh^{5+} respectivement. β– et β+ sont les coefficients d'émission thermique de ces deux niveaux. γ– et γ+ sont les taux de recombinaison des trous sur Rh^{3+} et Rh^{4+} respectivement. On appelle N_T la densité totale de rhodium et N_{ad} la quantité N_a-N_d. Les équations qui régissent l'effet photoréfractif dans ce modèle ne seront pas détaillées ici [Buse 95, Huot 98 (1)]. Tous les paramètres qui interviennent dans le modèle ont été déterminés à 1,06 µm [Huot 98 (1)]. Les seuls qu'il nous faut déterminer à 850 nm sont ceux qui dépendent de la longueur d'onde, à savoir les sections efficaces de photo-ionisation S+ et S-.

I.3. Détermination des paramètres à 850 nm

Pour déterminer les sections efficaces de photo-ionisation à 850 nm, nous avons caractérisé différents cristaux de $BaTiO_3$ avec différents dopages au rhodium ou différents traitements tels que l'oxydation. Les cristaux étudiés sont présentés dans le tableau 3-1. Ils nous ont été fourni par la société F.E.E. GmbH. La plupart des cristaux sont codopés au rhodium et au sodium. Le sodium est un accepteur d'électrons dont la présence dans le cristal a pour effet d'augmenter la quantité N_{ad} et donc de baisser le niveau de Fermi (ce qui est équivalent à une oxydation du cristal). Il est utilisé dans les cristaux pour faciliter le contrôle du niveau de Fermi

[Scharfschwerdt 99]. Certains cristaux ont de plus été oxydés et ils sont donc "très oxydés". Du fait de l'absence de sodium, on peut considérer le cristal Y32-B comme "réduit" par rapport aux autres cristaux, i.e. son niveau de Fermi est légèrement plus élevé.

Tableau 3-1: Liste des cristaux utilisés pour les expériences sur $BaTiO_3$:Rh.

Cristaux	Orientation	Dimensions a*b*c (mm^3)	Taux de dopage (ppm en masse)	Particularités
X 17 6/3	0°	6,6*5*5,3	Rh 1000 ppm	Na = 1000 ppm
X 15 4	0°	3*3*3	Rh 1000 ppm	boule similaire à X 17 6/3
X 14	0°	4*4,3*5,3	Rh 1000 ppm	Na = 1000 ppm, oxydé
X 16	0°	5,8*4,5*8,5	Rh 1000 ppm	Na = 1000 ppm, oxydé
Y 32 B	45°	3,8*2,1*4,3	Rh 2000 ppm	Na = 0

Les caractérisations expérimentales réalisées à 850 nm sont de deux types : des expériences de mélange deux ondes à saturation en intensité et des expériences en fonction de l'illumination. La dépendance avec l'intensité nous renseigne notamment sur la valeur de la conductivité dans le noir et donc sur les taux d'ionisation thermiques β.

Nous utilisons pour ces caractérisations une diode laser DBR à 850 nm et un montage équivalent à celui présenté sur la figure 2-4, avec des faisceaux polarisés ordinairement et en incidence symétrique. Cette orientation permet d'éviter d'avoir des gains de transfert d'énergie trop fort et d'être gêné par le beam-fanning.

I.3.a. Expériences en fonction de l'intensité

Nous avons besoin de déterminer quelle intensité est nécessaire pour atteindre la saturation du gain. C'est pourquoi nous avons réalisé des mesures du gain en fonction de la puissance incidente pour différents pas du réseau (en copropageant et en contrepropageant) suivant la procédure décrite dans le chapitre 2, partie II.2.

Par ailleurs, nous avons effectué des mesures de la dépendance du temps de réponse avec l'illumination. Ces mesures ont été réalisées par des expériences de couplage deux ondes desquelles le temps de réponse a été déduit à l'aide d'un ajustement par une fonction exponentielle de la courbe de transfert d'énergie.

Nous ne présentons pas toutes les courbes obtenues pour tous les cristaux. En effet, nous avons réalisé la même série d'expériences sur tous les cristaux répertoriés dans le tableau 3-2 et les courbes obtenues sont du même type. Nous avons utilisé ces courbes pour réaliser nos

ajustements avec le modèle théorique (comme expliqué dans le paragraphe suivant). A titre d'exemple, les résultats obtenus pour le cristal X17 sont présentées sur les figures 3-2 et 3-3.

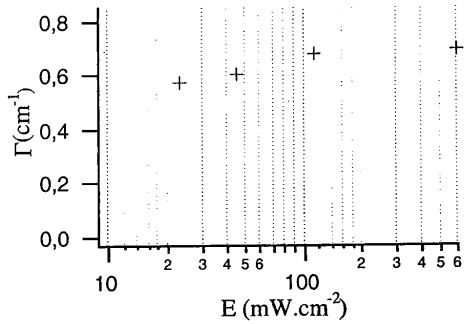


Figure 3-2 : Variation du gain en fonction de l'éclairement incident pour le cristal X 17 6/3 et pour un pas de réseau de 1,5 µm.

La courbe de la figure 3-2 montre que le gain diminue, comme prévu par la théorie, quand l'éclairement baisse (Eq. 2-3, 2-4 et 2-5). Cependant, on ne parvient pas à descendre assez bas en intensité pour trouver expérimentalement l'intensité de saturation. Cette intensité de saturation est principalement fixée par la valeur du paramètre β_+, qui correspond au niveau $Rh^{4+/5+}$. Plus β_+ est grand, plus l'intensité de saturation sera élevée.

La courbe de la figure 3-3 montre que, comme attendu, le temps de réponse est inversement proportionnel à l'éclairement.

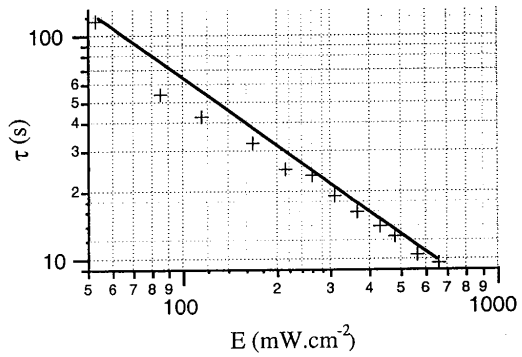


Figure 3-3 : Variation du temps de réponse du cristal X 17 6/3 avec l'éclairement incident.

I.3.b. Expériences à saturation en intensité

En se plaçant à une puissance incidente correspondant à la saturation en intensité, nous avons mesuré la dépendance du gain avec le pas du réseau et nous en déduisons, en polarisation ordinaire, les valeurs de r_{22}^{eff} et de N_{eff} (voir le chapitre 2, paragraphe II.2). Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 3-2. Nous avons également mesuré les valeurs des coefficients d'absorption α à cette longueur d'onde.

Tableau 3-2 : Résultats expérimentaux à saturation en intensité.

Cristaux	α (cm^{-1})	r_{22}^{eff} ($pm.V^{-1}$)	$N_{eff}(m^{-3})$
X 17 6/3	1,40	10	-
X 15 4	1,50	10,6	$1,7\times10^{23}$
X 14	5	10	$1,2\times10^{23}$
X 16	3,2	6,5	$1,3\times10^{23}$
Y 32 B	0,40		-

Pour le cristal X17 6/3, nous n'avons pu faire des mesures qu'en géométrie copropageante car le faisceau pompe oscillait dnas le cristal en géométrie contrepropageante, ce qui empêchait une mesure fiable du gain. Nous n'avons donc pas de valeur du paramètre N_{eff} pour ce cristal. C'est la raison pour laquelle nous avons étudié un cristal issu d'une boule similaire (le cristal X15-4) qui est de plus petite taille et pour lequel nous étions donc moins gênés par le beam-fanning et les oscillations (Figure 3-4). Pour le cristal Y32-B, nous n'avons pu faire ces mesures en raison de sa coupe particulière à 45 °.

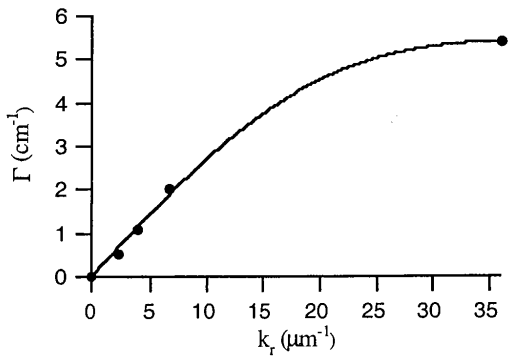


Figure 3-4 : Gain en fonction du vecteur réseau dans le cristal X 15 en polarisation ordinaire.

Les résultats concernant le coefficient électro-optique sont cohérents entre eux, sauf pour le cristal X16. Pour ce cristal, nous avons trouvé un coefficient plus petit bien que nous ayons réalisé plusieurs fois la mesure. Nous n'avons pas d'explication pour cette valeur. De plus, d'après l'équation (2-41) et les paramètres du tableau 2-2 des mesures de Zgonik et al., nous trouvons une valeur expérimentale $r_{22}^{eff} = 19\ pm.V^{-1}$ pour le cristal de $BaTiO_3$. Nous retrouvons donc un facteur de réduction du gain dans le $BaTiO_3$ du même ordre que celui qui existe dans le BCT et pour lequel nous n'avons pas d'explications.
Concernant les valeurs des densités effectives de pièges, elles diffèrent légèrement suivant les cristaux, ce qui est normal puisqu'ils ont subis des traitements différents (oxydation, apport ou non de sodium).

I.3.c. Détermination des sections efficaces de photo-ionisation à 850 nm

Nous avons précisé les sections efficaces de photo-ionisation à 850 nm de $BaTiO_3$:Rh en ajustant les courbes calculées à partir des équations du modèle à trois états de charge aux résultats expérimentaux. Dans ces ajustements, les seuls paramètres libres étaient les sections efficaces de photo-ionisation et le paramètre N_{ad}, qui varie d'un cristal à l'autre puisqu'il dépend du traitement subi par chaque cristal (oxydation, codopage au sodium). Nous avons utilisé les valeurs déterminées dans [Huot 98 (1)] pour tous les autres paramètres. Nous avons considéré que la concentration totale de rhodium dans le cristal est proportionnelle à la quantité de rhodium introduite dans le creuset de croissance. Nous utilisons la valeur déterminée dans [Huot 98 (1)] pour définir le coefficient de proportionnalité puisque tous les cristaux ont été réalisés de la même façon et par la même personne. Pour un cristal dopé 1000 ppm, la concentration totale de rhodium a été évaluée à $3{,}3 \times 10^{23}\ m^3$.
En effectuant les ajustements simultanément sur toutes les courbes expérimentales, nous avons abouti aux valeurs des sections efficaces de photo-ionisation présentées dans le tableau 3-3 et aux valeurs de N_{ad} présentées dans le tableau 3-4. Nous remarquons que le paramètre N_{ad} varie de $-4 \times 10^{23}\ m^{-3}$ pour le cristal Y32-B qu'on peut considérer comme un cristal réduit à $3 \times 10^{23}\ m^{-3}$ pour le cristal X16, qui est un cristal oxydé.
Ensuite, pour améliorer la concordance entre les expériences et les simulations, nous avons ajusté également les autres paramètres tels que les coefficients de recombinaison et d'émission thermique. Le jeu de paramètres complet est présenté dans le tableau 3-3. Les résultats obtenus restent proches de ceux trouvés dans [Huot 98 (1)] (Tableau 3-3, première colonne), mis à part pour le rapport $\frac{\gamma^+}{\gamma^-}$.

Tableau 3-3 : Paramètres d'un cristal de BaTiO3:Rh à 850 nm.

Paramètres	Valeurs à 1060 nm[Huot]	Valeurs à 850 nm
Section efficace de photo-ionisation S_+	$1,7\times10^{22}$ m^2	$12,4\times10^{22}$ m^2
Section efficace de photo-ionisation S_-	$2,2\times10^{24}$ m^2	$5,6\times10^{22}$ m^2
Coefficient de recombinaison γ_+	-	$3,5\times10^{14}$ m^3/s
Coefficient de recombinaison γ_-	$1,5*\gamma+$	$0,3*\gamma+$
Coefficient d'émission thermique β_+	2,3 s^{-1}	2,3 s^{-1}
Coefficient d'émission thermique β_-	$\beta_-<<\beta_+$	0,01 s^{-1}
Mobilité μ_p	$0,01\times10^4$ m^2.V^{-1}.s^{-1}	$0,015\times10^4$ m^2.V^{-1}.s^{-1}
Concentration totale de rhodium N_T pour un cristal dopé à 1000 ppm	$3,3\times10^{23}$ m^{-3}	$3,3\times10^{23}$ m^{-3}

Tableau 3-4 : Résultats expérimentaux à saturation en intensité.

Cristaux	Densité de charge de compensation $N_{ad}(m^{-3})$
X 17 6/3	$0,01\times10^{23}$
X 16	3×10^{23}
Y 32 B	-4×10^{23}

Grâce à ce modèle, nous allons pouvoir simuler le comportement d'un cristal de $BaTiO_3$:Rh en fonction de paramètres tels que le taux de dopage et le degré d'oxydation ou de réduction à 850 nm afin d'optimiser la sensibilité du cristal.

I.4. Optimisation des paramètres du cristal : problème de l'intensité de saturation

L'application envisagée pour le cristal de BCT est un miroir à conjugaison de phase à 850 nm. Cette application doit satisfaire des critères stricts, notamment en matière de température et de puissance. En effet, le gyromètre dans lequel sera inséré le miroir doit satisfaire des critères de température (fonctionnement de - 50 ° à + 80 °C) et la puissance nécessaire pour réaliser le miroir à double conjugaison de phase doit être la plus faible possible. La satisfaction de ces deux critères repose sur un paramètre fondamental du cristal : l'intensité de saturation. L'intensité de saturation dépend du rapport de la photoconductivité et de la conductivité dans la noir. Or la photoconductivité des matériaux comme le $BaTiO_3$ décroît dans l'infrarouge et ce

problème devient d'autant plus important dans notre cas que la conductivité dans le noir augmente avec la température.

I.4.a. Prévisions théoriques

Influence de l'intensité de saturation sur le fonctionnement du MDCP

Le miroir à double conjugaison de phase est un phénomène à seuil. En effet, pour que le conjugué en phase s'établisse, on peut montrer qu'il faut un gain minimum tel que :

$$\Gamma \ell > 4 \qquad (3\text{-}2)$$

avec Γ le gain photoréfractif de la configuration et ℓ la longueur d'interaction des deux faisceaux (voir partie 3). Or nous savons que le gain photoréfractif dépend de l'intensité et que sa valeur diminue lorsque la densité de puissance incidente devient trop faible. Ainsi, à partir d'une certaine densité de puissance, dont la valeur dépendra de l'intensité de saturation du cristal, la condition d'auto-oscillation du MDCP ne sera plus remplie. Il est donc tout à notre intérêt d'obtenir une intensité de saturation la plus faible possible.

Origine physique de I_{sat}

L'intensité de saturation varie avec la température. En effet, la valeur de l'intensité de saturation est principalement déterminée par la valeur du taux d'ionisation thermique β+ associé au niveau $Rh^{4+/5+}$. Or le coefficient d'émission thermique est lié à l'énergie d'activation du niveau concerné et dépend donc fortement de la température :

$$\beta \propto e^{-\frac{(E_T - E_V)}{k_B T}} \qquad (3\text{-}3)$$

Pour le niveau $Rh^{4+/5+}$, on a $E_T - E_V = 0{,}7\,eV$ et pour le niveau $Rh^{3+/4+}$, $E_T - E_V = 1\,eV$. C'est pourquoi on a, à température donnée :

$$\beta_+ >> \beta_- \qquad (3\text{-}4).$$

D'après l'équation (3-3), on peut calculer que si la température passe de 20 ° à 80 °C, la valeur de β_+ est multipliée par 100. A cette température, une densité de puissance 100 fois plus forte qu'à température ambiante est donc nécessaire pour saturer le gain du cristal.

Une façon de résoudre ce problème est de diminuer la densité volumique de Rh^{5+}, ce qui revient à hausser le niveau de Fermi. Ainsi, le coefficient d'émission thermique qui gouvernera le comportement du gain en fonction de l'intensité sera le coefficient associé au niveau $Rh^{3+/4+}$, soit β_-. Étant donné que β_- est beaucoup plus faible que β_+, l'intensité de saturation I_{sat} sera beaucoup plus faible. Toutefois, il ne devrait pas être nécessaire d'aller jusqu'à réduire chimiquement le cristal pour réduire l'intensité de saturation. En effet, le codopage au sodium devrait nous permettre un contrôle suffisant et plus facile du niveau de Fermi.

Optimisation de I_{sat}

Nous allons vérifier notre raisonnement de la partie précédente en simulant l'effet d'une réduction sur un cristal de $BaTiO_3$:Rh à l'aide du modèle à trois états de charge présenté précédemment. Dans ce modèle, une réduction chimique du cristal ou la diminution de la quantité de sodium se traduisent uniquement sur le paramètre N_{ad}. Une diminution de N_{ad} se traduit par une augmentation de la densité volumique de Rh^{3+} et une diminution de celle de Rh^{5+}, le niveau de Fermi se rapprochant du niveau Rh^{3+}/Rh^{4+}.

Par simulation et pour un cristal de dopage donné (ici 1000 ppm de rhodium), on peut obtenir la variation avec N_{ad} de la densité de puissance nécessaire pour atteindre la moitié du gain maximum, soit I_{sat}. On voit que cette puissance nécessaire diminue lorsque N_{ad} diminue (Figure 3-5). Nous avons réalisé ces simulations à température ambiante et à 80 °C. On voit bien qu'à 80 °C, l'intensité nécessaire pour saturer le gain est beaucoup plus élevée.

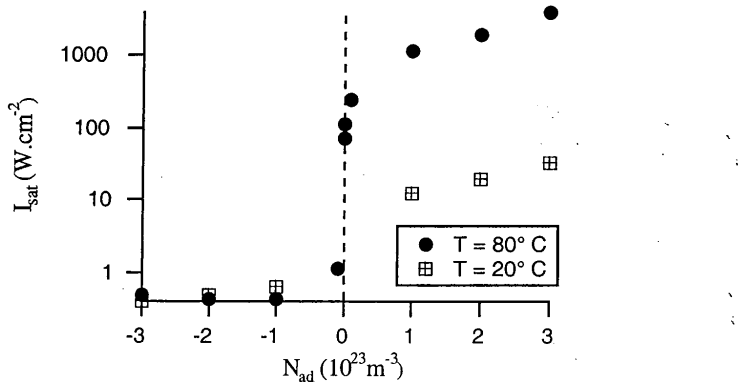


Figure 3-5 : Dépendance de l'intensité de saturation avec le paramètre N_{ad}.

En utilisant les valeurs de N_{ad} déterminées précédemment (tableau 3-4), nous déterminons les intensités de saturation des différents cristaux à 80 °C (tableau 3-5). On voit donc qu'il faut

absolument utiliser des cristaux réduits ou non codopés avec du sodium pour que les intensités de saturation restent raisonnables. Par ailleurs, on remarque que plus N_{ad} est faible, moins l'influence de la température est importante.

Tableau 3-5 : Intensités de saturation à 20 et 80 °C.

Cristaux	I_{sat} à 20 °C ($mW.cm^{-2}$)	I_{sat} à 80 °C ($mW.cm^{-2}$)
Y 32 B	0,3	0,5
X 17 6/3	4	110
X 16	33	4000

Nous avons tenu à vérifier que la réduction n'entraîne pas d'effets négatifs sur les autres paramètres du cristal. Nous avons donc simulé la dépendance avec N_{ad} des autres paramètres, à savoir le champ de charge d'espace en copropageant et contrepropageant à saturation en intensité, l'absorption et le temps de réponse pour différentes valeurs du dopage.
Le seul effet négatif constaté est l'augmentation du temps de réponse qui est logique puisque la conductivité diminue avec la réduction. En effet, la conductivité est proportionnelle à la densité de trous libres, qui d'après les équations du modèle, diminue lorsqu'on réduit le cristal, du fait de la plus faible section efficace de photo-ionisation des trous à partir de Rh^{4+}. Cette augmentation du temps de réponse peut être compensée dans une certaine mesure par une augmentation du taux de dopage du cristal (Figure 3-6). La réduction des cristaux devra donc rester raisonnable et s'accompagner d'une augmentation du taux de dopage au rhodium.

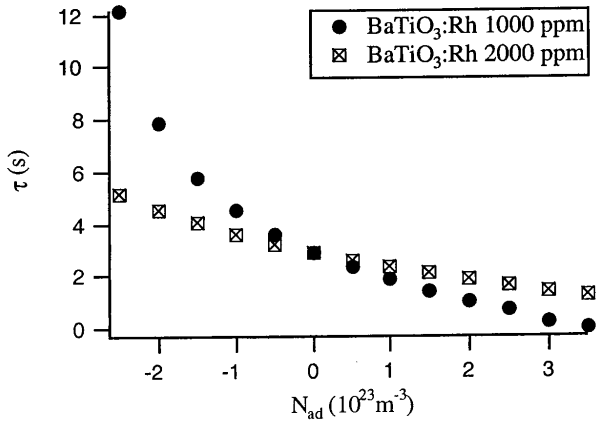


Figure 3-6 : Simulation de la dépendance du temps de réponse en fonction de la densité de charge de compensation N_{ad} pour une intensité de 1 $W.cm^{-2}$.

I.4.b. Confirmation expérimentale

Le cristal Y32-B a été conçu sans addition de sodium, contrairement aux autres cristaux de $BaTiO_3$, qui contiennent généralement 1000 ppm de sodium. Le fait qu'il n'y ait pas de sodium s'apparente à une légère réduction du cristal. L'étude de ce cristal va donc nous permettre de vérifier les prévisions théoriques du paragraphe précédent.
Le cristal Y32-B a été dopé à 2000 ppm de rhodium. En mesurant la dépendance en intensité du gain, nous constatons que le gain reste constant dans ce cristal (Figure 3-7) alors qu'une légère chute se fait sentir sur le cristal X 17 6/3. Cela confirme que l'intensité de saturation est plus faible pour le cristal Y32-B que pour le cristal X 17 6/3. Ce résultat confirme donc nos prévisions théoriques.
Expérimentalement, nous ne pouvons pas mesurer I_{sat} puisque il nous est très difficile de faire des mesures pour des puissances très faibles, la précision de la mesure étant limitée par le bruit et la longueur du temps de réponse devenant très long.

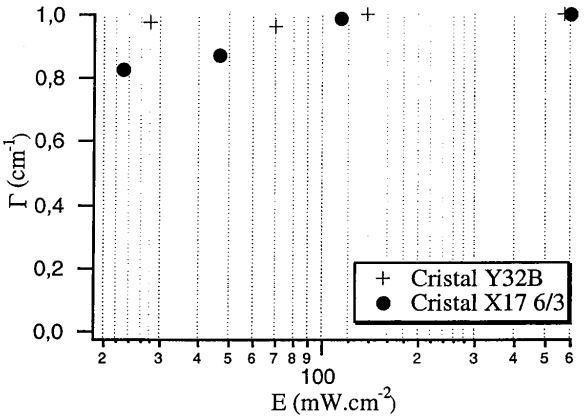


Figure 3-7 : Comparaison de la dépendance en intensité du gain pour les cristaux Y32-B et X17 6/3.

Pour évaluer la variation d'intensité de saturation entre les deux cristaux, nous utilisons notre modèle de simulation et les valeurs de N_{ad} déterminées précédemment (tableau 3-4) pour simuler la dépendance du gain avec l'intensité pour chacun d'eux.

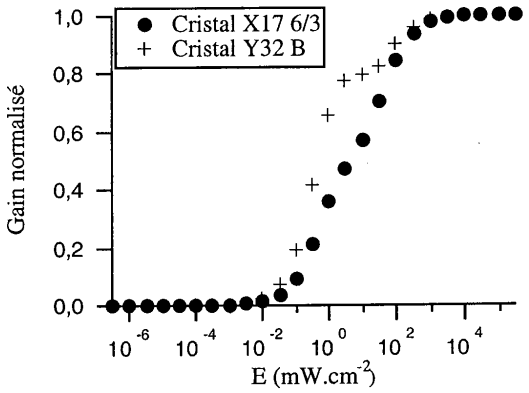


Figure 3-8 : Simulation de la dépendance du gain normalisé avec l'intensité pour les cristaux X17 6/3 et Y32 B.

Nous obtenons alors une intensité de saturation de 0,5 $mW.cm^{-2}$ pour le cristal Y32-B et de 6 $mW.cm^{-2}$ pour le cristal X17 6/3 (Figure 3-8). En supprimant le sodium et donc, sans aller jusqu'à réduire le cristal par traitement chimique, nos simulations indiquent qu'il est déjà possible de gagner un facteur 10 sur l'intensité de saturation.
Pour le temps de réponse, nous constatons comme prévu qu'il augmente avec la réduction du cristal (Figure 3-9), tout en restant inversement proportionnel à l'éclairement incident.

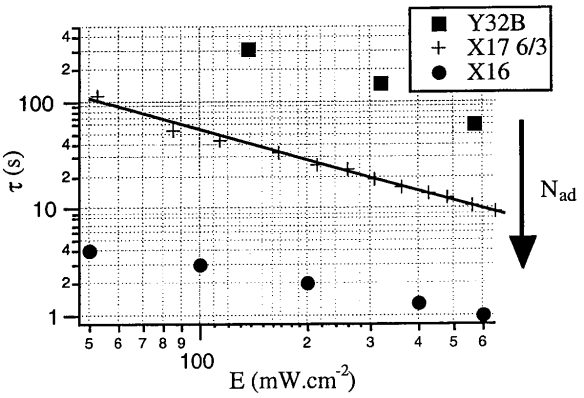


Figure 3-9 : Dépendance du temps de réponse avec l'intensité pour différentes valeurs de N_{ad} (points expérimentaux).

Nous ne pouvons vérifier si l'augmentation du dopage suffit à compenser cette augmentation de la constante de temps car nous ne disposons pas de deux cristaux ayant le même paramètre N_{ad} avec des dopages différents.

I.5. Conclusion

Ces travaux nous ont permis d'adapter le modèle existant pour décrire l'effet photoréfractif dans $BaTiO_3$:Rh à 1,06 µm à un fonctionnement à 850 nm. Nous disposons donc d'un modèle photoréfractif qui décrit bien les phénomènes observés dans nos cristaux de $BaTiO_3$:Rh qui nous permet de prédire le comportement de ces cristaux.
Ce modèle nous a permis de soulever un point à surveiller : le comportement du cristal à haute température. Ce problème semble pouvoir être résolu par le contrôle du codopage au sodium ou de la quantité de dopage rhodium. Par rapport aux cristaux dont nous disposons, les simulations montrent que la suppression du sodium et l'augmentation du dopage au rhodium jusqu'à 2000 ppm (et plus si c'est possible) devraient être avantageux pour notre application.
Fort de cette expérience sur le comportement du titanate de baryum avec le taux de dopage et les traitements d'oxydation ou réduction, nous allons maintenant étudier le comportement du BCT avec le même dopant.

II. Effet photoréfractif dans BCT:Rh à 850 nm

Les effets positifs du rhodium sur la sensibilité proche infrarouge du titanate de baryum ne font aucun doute. Le cristal de BCT étant proche de celui de $BaTiO_3$, nous avons choisi de tester le même dopant dans BCT : le rhodium. Nous avons donc mené une étude complète des propriétés photoréfractives de cristaux de BCT:Rh à 850 nm.

II.1. Étude de cristaux de BCT:Rh pour des dopages jusqu'à 2000 ppm

II.1.a. Cristaux étudiés

Nous avons étudié des cristaux de BCT dopés au rhodium avec des quantités allant de 220 à 2000 ppm (taux dans le bain de croissance) ainsi qu'un cristal non dopé et un cristal dopé au fer afin de comprendre l'influence du dopage sur les propriétés photoréfractives du cristal à 850 nm.
Ces cristaux nous ont été prêtés par les équipes des professeurs Krätzig et Schirmer de l'université d'Osnabrück. Les cristaux dopés jusqu'à 600 ppm furent synthétisés par le

Dr. H.Veenhuis dans le cadre de sa thèse tandis que les cristaux dopés 1000 et 2000 ppm furent réalisés par le Dr. R.Pankrath, tous deux de l'université d'Osnabrück. Les cristaux dopés en dessous de 220 ppm de rhodium sont de couleur jaune alors que ceux dopés de façon plus importante ont une couleur bleu-vert qui rappelle celle des cristaux de $BaTiO_3$:Rh (Figure 3-10). Les caractéristiques de ces cristaux sont résumées dans le tableau 3-6.

Tableau 3-6 : Cristaux de BCT:Rh étudiés dans cette partie. Le taux de dopage correspond à la concentration de rhodium introduite dans le creuset de croissance.

Cristaux	Dimensions (mm^3) a*b*c	Taux de dopage (ppm en masse)
BCT B 68.1.2	3,63*3,71*4,62	-
BCT B 49.3.2.2	2,79*3,18*4,45	Fe 140 ppm
BCT B 70.1.2.1	3,61*4,23*4,92	Rh 220 ppm
BCT B 71.1.2.1	3,66*3,73*4,60	Rh 370 ppm
BCT B 73.1.2.1	3,60*3,73*4,68	Rh 600 ppm
BCT B 76.6.1	3,08*3,36*4,70	Rh 1000 ppm
BCT B 76.10.1.2	1,6*4.2*4,8	Rh 1000 ppm
BCT B 78.1.2	2,66*3,77*4,04	Rh 2000 ppm

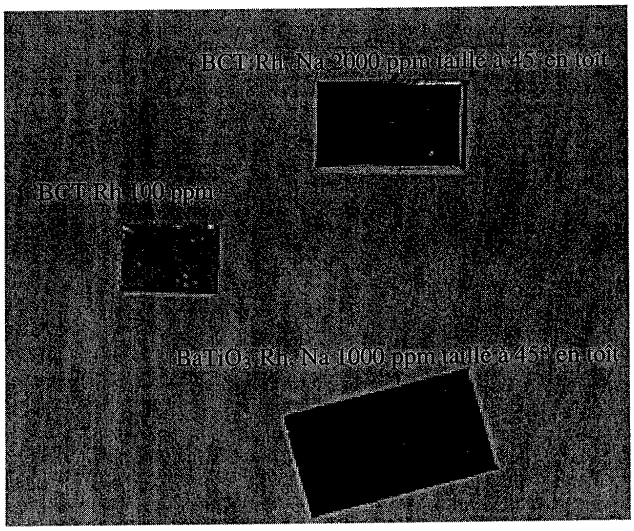


Figure 3-10 : Cristaux de BCT et de $BaTiO_3$.

Comme le montrent les spectres d'absorption réalisés pour certains de ces cristaux (Figure 3-11), l'influence du rhodium sur l'absorption du BCT est identique à celle du $BaTiO_3$ (Figure 3-12) avec une large bande d'absorption autour de 600 nm qui est attribuée à ce dopant [Wechsler 94, Kröse 95].

On remarque sur la figure 3-11 que l'amplitude de la bande d'absorption semble être proportionnelle à la quantité de rhodium introduite dans le creuset. Pour confirmer cette impression visuelle, nous avons transformé légèrement les courbes présentées sur cette figure en les normalisant à la quantité de rhodium introduite dans le creuset. Pour être plus exact, nous avons d'abord soustrait les contributions d'absorption du cristal non dopé, que nous considérons comme un fond d'absorption commun à tous les cristaux, avant de normaliser à la quantité de rhodium. Par cette transformation des courbes, nous avons obtenu les courbes de la figure 3-13 et leur similarité nous a amené à la conclusion que la bande d'absorption observée est bien due au rhodium.

On considère qu'il est raisonnable d'éliminer le fond d'absorption du cristal non dopé. Cependant, cela peut expliquer le moins bon recouvrement entre les courbes à faibles longueurs d'onde (400-600 nm). Mais cela nous gène peu car nous nous intéressons aux longueurs d'onde proches infrarouges (850 nm) et notre approximation intervient moins dans la partie haute du spectre où la faible amplitude du fond d'absorption a une influence moindre. Cela n'est pas vrai pour les cristaux contenant peu de rhodium et c'est pour cette raison que nous n'avons pas fait ce calcul pour le cristal dopé à 220 ppm.

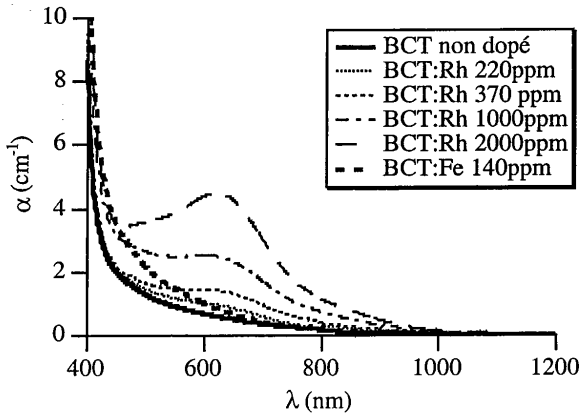


Figure 3-11 : Spectres d'absorption du BCT pour différents dopages au rhodium.

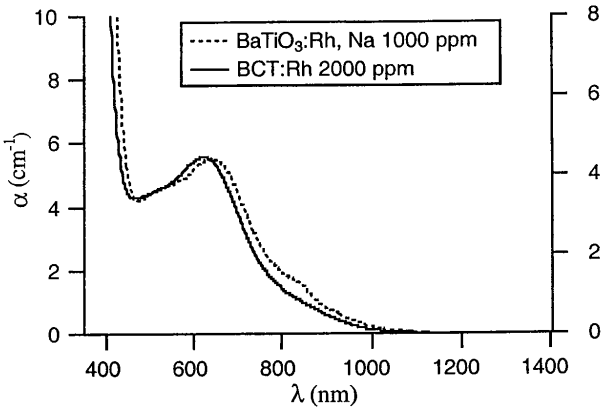


Figure 3-12 : Comparaison des spectres d'absorption de BCT et de $BaTiO_3$.

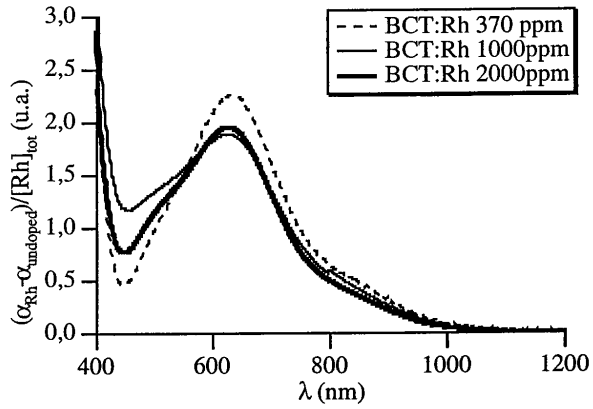


Figure 3-13 : Spectres d'absorption des cristaux de BCT:Rh desquels nous avons soustrait le fond d'absorption présent dans le cristal non dopé et que nous avons ensuite divisés par la quantité de rhodium introduite dans le creuset.

Par ailleurs, nous remarquons que la courbe d'absorption du cristal dopé au fer est similaire à celle du cristal non dopé. En effet, comme nous le voyons sur la figure 3-14, les deux spectres sont proportionnels, ce qui indique de manière quasiment certaine une présence de fer dans le cristal non dopé et dans les autres échantillons (dans lesquels cette absorption existe aussi).

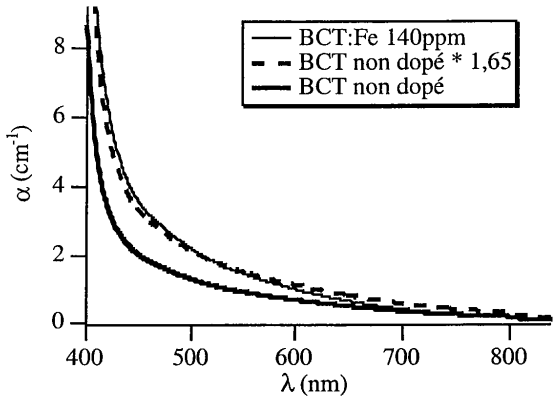


Figure 3-14 : Spectres d'absorption pour le cristal non dopé et le cristal dopé au fer. Le spectre du cristal non dopé multiplié par 1,65 est quasiment identique à celui du cristal dopé au fer.

Ces spectres indiquent que le rhodium s'introduit dans les cristaux de BCT de la même façon que dans le $BaTiO_3$ et qu'il participe de manière identique à l'absorption. Voyons maintenant quelle est son influence sur les propriétés photoréfractives des cristaux.

II.1.b. Résultats expérimentaux

Les expériences décrites dans cette partie sont réalisées avec une diode laser DBR (Distributed Bragg Reflector) émettant à 850 nm avec une puissance de 150 mW.

Expériences en fonction de l'intensité

La dépendance du gain avec l'intensité nous renseigne sur l'intensité de saturation. Comme nous l'avons expliqué dans la partie précédente, c'est un paramètre très important pour notre application.

Dans nos expériences, nous avons fixé le pas du réseau à une valeur relativement faible ($k_r \approx 1,5\ \mu m^{-1}$) de telle sorte que nous sommes dans une situation où $k_r^2 << k_0^2$ ce qui conduit, d'après les équations (2-3), (2-4) et (2-5) à une dépendance du gain donnée par :

$$\Gamma(I) = \eta(I)\Gamma_\infty = \frac{\Gamma_\infty}{1 + \frac{I_{sat}}{I}} \qquad (3\text{-}5)$$

avec

$$\Gamma_\infty = \frac{2\pi}{\lambda_0} n^3 r^{eff} \frac{k_B T}{e} k_r \qquad (3\text{-}6)$$

qui représente le gain à saturation.

En réalisant un ajustement des courbes expérimentales de la figure 3-15 avec l'équation 3-5, nous en déduisons l'intensité de saturation (Tableau 3-7) ainsi que le gain à saturation pour chaque cristal. Sur cette figure, le gain à saturation est normalisé à 1 pour permettre la comparaison des courbes.

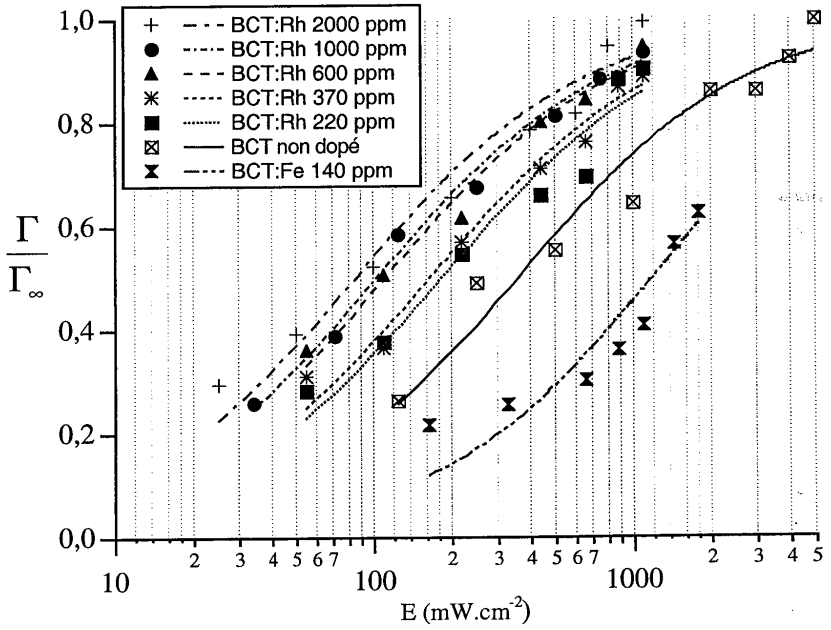


Figure 3-15 : Dépendance du gain photoréfractif normalisé en fonction de l'intensité. Les points correspondent aux expériences et les courbes aux simulations.

Tableau 3-7 : Valeurs des intensités de saturation, de la densité effective de pièges et du coefficient électro-optique effectif pour les cristaux de BCT:Rh de 0 à 2000 ppm.

Cristal	I_{sat} (mW.cm^{-2})	N_{eff} (m^{-3})	r_{22}^{eff} (pm.V^{-1})
BCT:Fe 140 ppm	1300	$5,4\times10^{22}$	15
BCT non dopé	360	$6,2\times10^{22}$	11,6
BCT:Rh 200 ppm	190	$4,9\times10^{22}$	12,8
BCT:Rh 370 ppm	170	$6,1\times10^{22}$	13
BCT:Rh 600 ppm	110	$7,1\times10^{22}$	12,8
BCT:Rh 1000 ppm	100	$5,3\times10^{22}$	13,6
BCT:Rh 2000 ppm	90	$7,2\times10^{22}$	15,3

Les conclusions que nous pouvons tirer de ces mesures sont que l'intensité de saturation décroît quand la quantité de rhodium augmente de 0 à 2000 ppm et que l'intensité de saturation des cristaux dopés rhodium est plus faible que celle du cristal non dopé et du cristal dopé au fer. De plus, nous constatons que l'intensité de saturation pour les cristaux de BCT est de l'ordre de 100 fois plus élevée que celle qu'on obtient par simulation sur les cristaux de $BaTiO_3$:Rh étudiés dans la première partie. Sur la figure 3-16, nous représentons la dépendance en intensité simulée pour un cristal de $BaTiO_3$:Rh 2000 ppm et les points expérimentaux avec l'ajustement pour le cristal de BCT:Rh 2000 ppm.

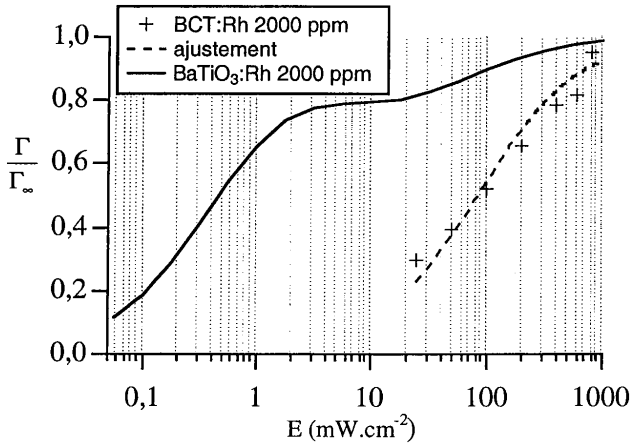


Figure 3-16 : Comparaison de la courbe de gain d'un cristal de BCT:Rh 2000 ppm (points expérimentaux et ajustement) et d'un cristal de $BaTiO_3$:Rh 2000 ppm (simulations d'après les paramètres de la partie I pour le cristal Y32-B).

Le cristal simulé est un $BaTiO_3$ dopé à 2000 ppm de rhodium et pour lequel le paramètre N_{ad} est pris égal à celui déterminé pour le cristal Y32-B soit $N_{ad} = -4 \times 10^{23}$ m^{-3}. On constate une différence notable des intensités de saturation de ces deux cristaux bien qu'ils aient le même taux de dopage. Cela implique qu'il faudra plus de 100 fois plus de puissance pour saturer le gain du cristal de BCT:Rh que pour celui du $BaTiO_3$:Rh. Ce paramètre est donc tout-à-fait critique pour notre application et représente une différence de comportement notable entre BCT et $BaTiO_3$.

Nous avons également étudié la dépendance de la densité effective de pièges avec l'intensité dans le cristal de BCT:Rh 1000 ppm B 76.10.1.2. Pour ce faire, nous avons mesuré la dépendance du gain avec le pas du réseau en polarisation ordinaire pour différents éclairements avec la même procédure expérimentale que dans le chapitre 2. Les éclairements (2 $W.cm^{-2}$, 200 $mW.cm^{-2}$ et 50 $mW.cm^{-2}$) ont été choisis de telle sorte que, dans la gamme considérée, le gain dépende de l'intensité. Le paramètre $\eta(I)$ exprime la saturation du gain avec l'intensité (Eq. 2-5).

Nous voyons sur la figure 3-17 que la position du maximum des courbes, qui détermine la densité effective de pièges, dépend de l'intensité. Des ajustements réalisés suivant la procédure développée au chapitre 2 (paragraphe II.2.c) nous ont permis de déterminer la densité effective de pièges pour chacune des intensités. Les résultats sont présentés dans le tableau 3-8.

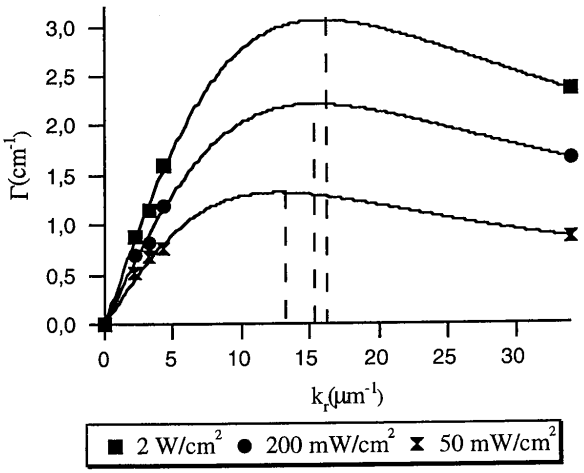


Figure 3-17 : Dépendance du gain avec le vecteur réseau pour différents éclairements pour un cristal dopé à 1000 ppm de rhodium (B76 10.1.2).

Tableau 3-8 : Dépendance de la densité effective de pièges et du coefficient de saturation η en fonction de l'intensité pour un cristal de BCT dopé 1000 ppm de rhodium (B76 10.1.2).

E ($W.cm^{-2}$)	N_{eff} (m^{-3})	$\eta(I)$
2	6.5×10^{22}	1
0.2	5.9×10^{22}	0.75
0.05	4.1×10^{22}	0.54

Expériences à saturation en intensité, variation avec le pas

Nous avons mesuré la dépendance du gain en fonction du pas pour déterminer la densité effective de pièges N_{eff} en suivant la procédure décrite au chapitre 2 (paragraphe II.2.c) dans une configuration où $\beta = 0$. Des mesures en polarisation ordinaire suffisent (Figure 2-18) et nous permettent de déterminer au passage la valeur de $r_{22}^{eff}(0)$. Les mesures sont réalisées avec une densité de puissance suffisante pour saturer le gain. Sur ce type de courbe, la densité effective de pièges se déduit de la position du maximum des courbes. Nous voyons donc immédiatement qu'elle varie peu d'un cristal à l'autre par rapport au titanate de baryum. Nous discuterons de ce résultat dans la suite.

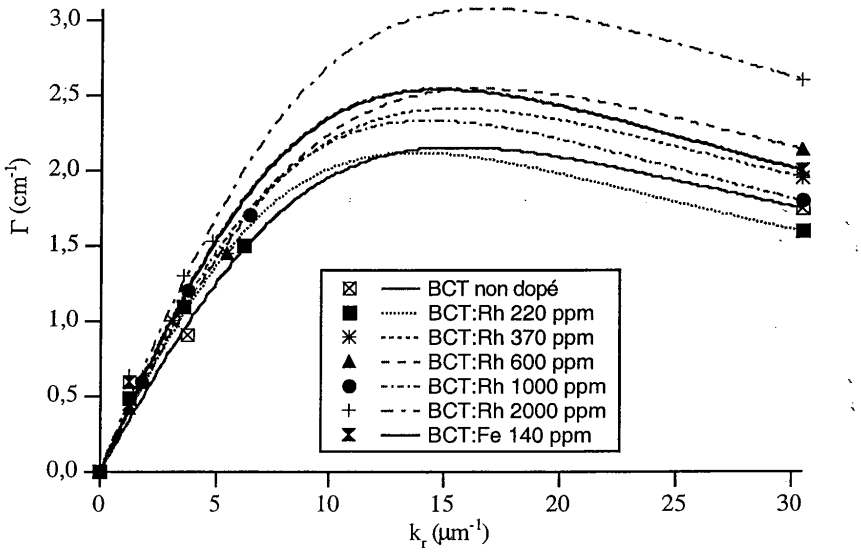


Figure 3-18 : Gain en polarisation ordinaire en fonction du pas du vecteur réseau. Les points correspondent aux expériences et les courbes aux ajustements.

Par ajustement des points expérimentaux avec la courbe théorique, nous obtenons la densité effective de pièges ainsi que le coefficient électro-optique $r_{22}^{eff}(0)$ pour chaque cristal, qui valent en moyenne $N_{eff} = (6 \pm 1).10^{22}\ m^{-3}$ et $r_{22}^{eff}(0) = (13,5 \pm 1,9)\ pm.V^{-1}$ (Tableau 3-7).

Temps de réponse

Pour évaluer l'influence du dopage au rhodium sur le temps de réponse du couplage d'ondes, nous avons mesuré les cinétiques de transfert d'énergie pour le cristal dopé fer, le non dopé et les cristaux dopés rhodium à 220 et 2000 ppm. Les mesures ont été réalisées en géométrie copropageante avec un vecteur réseau de 1,3 μm^{-1} et pour une densité de puissance incidente de 1 $W.cm^{-2}$. Le temps de réponse est obtenu en réalisant un ajustement de la courbe de transfert d'énergie par une fonction exponentielle. Les résultats présentés dans le tableau 3-9 ne nous permettent pas de conclure à une quelconque influence du rhodium sur le temps de réponse.

Tableau 3-9 : Temps de réponse pour les différents taux de dopage au rhodium pour une densité de puissance du faisceau pompe de 1 $W.cm^{-2}$ et un vecteur réseau de 1,3 μm^{-1}.

Cristaux	Temps de réponse	Cristaux	Temps de réponse
BCT:Fe 140 ppm	10 s	BCT:Rh 220 ppm	9 s
BCT non dopé	8 s	BCT:Rh 2000 ppm	8 s

Nous avons aussi étudié la dépendance du temps de réponse avec le vecteur réseau avec une densité de puissance suffisante pour saturer le gain (Figure 3-19). Le résultat correspond à ce que l'on peut obtenir dans $BaTiO_3$:Rh par simulation, soit une faible décroissance de τ avec k_r, liée à une très faible longueur de diffusion des porteurs dans ce type de matériau.

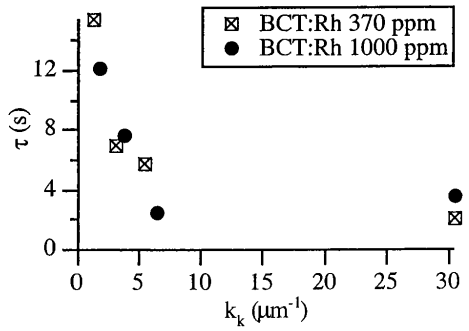


Figure 3-19 : Dépendance de la cinétique du transfert d'énergie avec le vecteur réseau.

Enfin, nous avons étudié la dépendance du temps de réponse avec la densité de puissance incidente (Figure 3-20). Ces mesures ont été réalisées pour un vecteur réseau de 4 μm^{-1} pour le cristal dopé 1000 ppm et pour un vecteur réseau de 1,2 μm^{-1} pour le cristal dopé 200 ppm. Cela explique que le temps de réponse soit légèrement plus élevé pour le cristal dopé 200 ppm puisque le temps de réponse dépend du vecteur réseau et décroît quand celui-ci augmente (Figure 3-19).

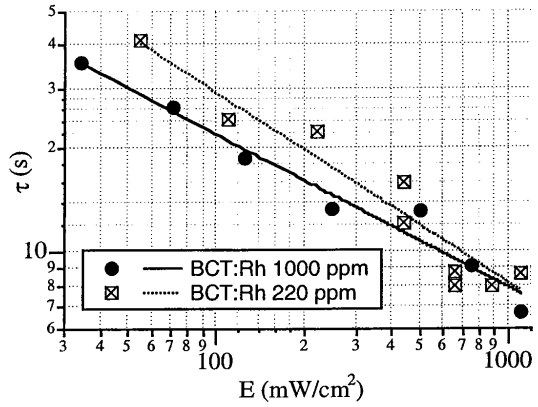


Figure 3-20 : Dépendance du temps de réponse avec la densité de puissance incidente en échelle logarithmique.

Nous observons que la pente en échelle logarithmique vaut environ -0,5, ce qui signifie que la dépendance du temps de réponse avec l'intensité est de la forme $E^{-\frac{1}{2}}$. La dépendance attendue et observée dans le $BaTiO_3$:Rh est en E^{-1} (Figure 3-3). Toutefois, cette dépendance n'est observée que dans les conditions où le gain est indépendant de l'éclairement, condition qui n'est pas remplie pour les mesures de la figure 3-20. En effet, la figure 3-15 indique que le gain n'est saturé qu'à partir d'environ 1 $W.cm^{-2}$ tandis que les mesures de temps de réponse ont été effectuées pour des éclairements compris entre 35 et 1000 $W.cm^{-2}$. Nous attribuons donc la dépendance du temps de réponse en $1/\sqrt{E}$ à la non-saturation du gain. Nous n'avons pas pu réaliser les mesures de temps de réponse à saturation en intensité puisque nous étions limités par la puissance de la diode laser.

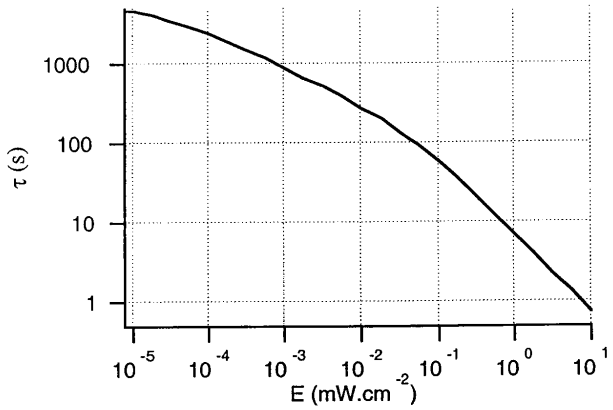


Figure 3-21 : Simulation de la dépendance avec l'intensité du temps de réponse d'un cristal de $BaTiO_3$:Rh d'après un modèle à deux niveaux et trois états de charge de rhodium.

En effet, lorsqu'on simule la dépendance du temps de réponse avec l'éclairement dans un modèle à deux niveaux et trois états de charge de rhodium, on obtient la dépendance représentée sur la figure 3-21 et on voit que pour les faibles intensités, la pente de la courbe $\ln(\tau)$ en fonction de $\ln(E)$ n'est plus égale à -1 et tend continûment vers 0 au fur et à mesure que l'éclairement diminue.

II.1.c. Discussion

L'objectif de cette étude est de déterminer si le rhodium améliore les propriétés photoréfractives du cristal de BCT à 850 nm.

Nos premiers résultats semblent contradictoires. D'une part, les spectres d'absorption nous montrent que le rhodium pénètre bien dans les cristaux de BCT et participe à l'absorption de la même façon que dans le $BaTiO_3$. La présence du rhodium semble aussi avoir une influence légère mais positive sur l'intensité de saturation puisque l'augmentation du rhodium diminue I_{sat}. D'autre part, les résultats concernant la densité effective de pièges indiquent que le rhodium n'a aucune influence sur celle-ci. Cela nous amène à la conclusion contradictoire que le rhodium n'améliore pas les performances des cristaux de BCT à 850 nm alors que pourtant, il participe à l'absorption.

Par ailleurs, plusieurs éléments attirent notre attention. Nous remarquons tout d'abord que la densité effective de pièges du cristal non dopé est exceptionnellement élevée, ce qui pourrait indiquer la présence d'une impureté non identifiée en grande quantité dans le cristal non dopé. A

515 nm, la densité effective de pièges de ce cristal est également très élevée [Veenhuis 00 (1)]. De plus, comme nous l'avons souligné, l'intensité de saturation est particulièrement élevée puisqu'elle est plus de deux ordres de grandeur au-dessus de celle du titanate de baryum.
Pour expliquer ces phénomènes, nous allons modéliser le transport de charge dans les cristaux de BCT:Rh en nous appuyant sur les résultats de la première partie de ce chapitre concernant le $BaTiO_3$:Rh.

II.2. Transport de charges dans les cristaux de BCT:Rh

La modélisation du transport de charge est essentielle car elle permet d'une part de comprendre les phénomènes responsables de l'effet photoréfractif dans le cristal et d'autre part de prévoir les propriétés qu'aurait un matériau sans avoir d'abord à le réaliser et ainsi de réaliser des croissances optimisées.

II.2.a. Modèle à trois états de charge

Le transport de charges dans les cristaux de $BaTiO_3$:Rh a lieu selon un modèle à trois états de charges du rhodium. En ce qui concerne BCT:Rh, nous allons d'abord considérer que le même modèle convient. Cette supposition se justifie pour deux raisons. D'une part, les courbes d'absorption de BCT:Rh et de $BaTiO_3$:Rh sont similaires. D'autre part, le modèle à un centre ne convient pas pour le cristal de BCT:Rh à 850 nm puisque nous avons montré que la densité effective de pièges dépend de l'éclairement, ce qui ne peut pas se modéliser avec un modèle à un seul centre [Brost 88, Tayebaty 91]. Les modèles utilisés par Veenhuis et al. pour décrire leurs expériences utilisaient un modèle à un seul centre mais les expériences réalisées ne permettaient pas de mettre en évidence une éventuelle influence d'un second centre [Veenhuis 00 (1)].
Nous allons donc réaliser des simulations à partir des mêmes équations que pour $BaTiO_3$:Rh. Ces simulations nécessitent de connaître certains paramètres tels que les sections efficaces de photo-ionisation, les coefficients de recombinaison, etc...réportées dans le tableau 3-3. Ces paramètres n'ont pas été déterminés dans le BCT:Rh. En nous basant sur les similitudes entre les cristaux de BCT et de $BaTiO_3$, nous utilisons les résultats de la première partie sur le $BaTiO_3$:Rh comme point de départ de notre étude. Les paramètres utilisés sont ceux du tableau 3-3 et le paramètre N_{ad} a été choisi égal à celui du cristal de $BaTiO_3$:Rh X17 6/3 (Tableau 3-4). Pour simuler la variation du dopage, nous avons considéré que la même quantité de rhodium s'incorpore dans le cristal de BCT et de $BaTiO_3$. Ainsi, comme nous avons déterminé pour $BaTiO_3$:Rh 1000 ppm la quantité de rhodium totale dans le cristal (tableau 3-4), nous sommes

en mesure d'en déduire la quantité totale de rhodium dans tous les cristaux de BCT:Rh par une simple loi de proportionnalité.

Pour tester l'adéquation de ce modèle avec nos résultats expérimentaux, nous simulons à partir de ce modèle la dépendance du gain avec le pas du réseau pour différentes valeurs du taux de dopage. Nous remarquons alors sur la figure 3-22 que, contrairement à ce qui est observé expérimentalement sur BCT:Rh, la variation du taux de dopage se traduit par une forte variation de la densité effective de pièges puisque le maximum de la courbe de variation du gain avec le pas du réseau se déplace vers les fortes valeurs de k_r quand le dopage augmente. Le modèle usuel du transport de charge dans $BaTiO_3$:Rh ne peut donc être utilisé tel quel dans BCT:Rh. Mais il est tout-à-fait plausible que les paramètres des niveaux de rhodium soient légèrement différents dans BCT et dans $BaTiO_3$. C'est pourquoi nous avons ensuite légèrement changé les paramètres en essayant de trouver un jeu de paramètres pour lequel la densité effective de pièges ne dépende pas du dopage dans la gamme 200-2000 ppm. Mais quels que soient les paramètres choisis, nous avons toujours observé une variation de la densité effective de pièges avec le dopage pour ces quantités de dopants.

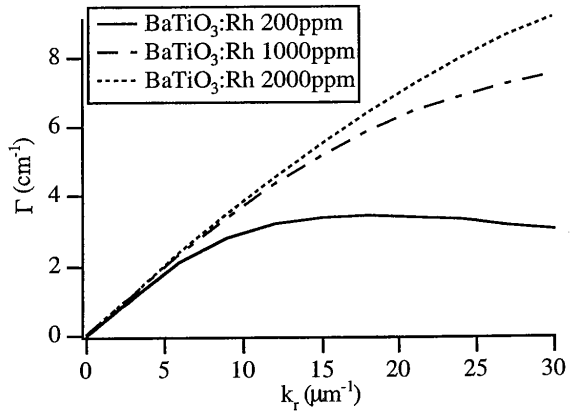


Figure 3-22 : Gain en fonction du vecteur réseau pour des dopages de 200 à 2000 ppm. Simulations effectuées avec les paramètres du $BaTiO_3$:Rh X17 6/3 à 850 nm présentés dans le tableau 3-4.

Par conséquent, ce modèle (deux niveaux, trois états de charge de rhodium) ne convient pas pour expliquer le transport de charge dans les cristaux de BCT:Rh. Ce point est confirmé par le fait que les cristaux non dopé et dopé fer sont sensibles à 850 nm ce qui indique qu'une impureté autre que le rhodium est présente dans les cristaux et est responsable de l'effet

photoréfractif à cette longueur d'onde. Comme les cristaux dopés au rhodium présentent la même densité effective de pièges que les cristaux dopés au fer et non dopé et que la quantité de rhodium n'a aucune influence, il semble qu'une même impureté, différente du rhodium, soit responsable de l'effet photoréfractif dans tous ces cristaux. Par ailleurs, la densité effective de pièges du cristal non dopé est élevée ce qui indique que l'impureté contenu dans ce cristal est présente en assez grande quantité.

Plusieurs indices indiquent que cette impureté pourrait être le fer. Tout d'abord, les spectres d'absorption des cristaux dopé fer et non dopé sont proportionnels. De plus, des mesures de résonance paramagnétique électronique réalisées à l'université d'Osnabrück ont indiqué la présence de fer en grande quantité dans les cristaux de BCT. Enfin, il est bien connu que le fer est l'impureté majoritaire dans $BaTiO_3$ non dopé bien que sa présence ait toujours pu être négligée lorsque ce cristal était dopé avec du rhodium, du cobalt ou du cérium [Klein 86]. Ainsi, contrairement à $BaTiO_3$, il semble qu'il soit nécessaire de prendre en compte la présence de fer dans BCT. Sa présence en beaucoup plus grande quantité dans BCT que dans le $BaTiO_3$ peut s'expliquer par le fait que la température de croissance de BCT est plus élevée de 200 °C, ce qui faciliterait son incorporation.

Cependant, le fer seul ne peut pas expliquer les résultats obtenus. En effet, nous remarquons sur la figure 3-15 que l'intensité de saturation est plus faible dans les cristaux dopés au rhodium que dans le cristal dopé au fer, preuve de la participation du rhodium à l'effet photoréfractif.

Toutes ces considérations nous amènent à la conclusion que le modèle de transport de charge qui peut expliquer le mieux les phénomènes qui ont lieu dans BCT:Rh est un modèle à trois niveaux avec deux niveaux de rhodium et un niveau attribué au fer, mais dont la nature physique exacte n'est pas importante pour le modèle développé ici.

II.2.b. Modèle de transport de charge pour le BCT:Rh

Dans ce paragraphe, nous présentons de façon succincte le modèle à trois niveaux que nous avons développé et qui permet de modéliser le transport de charge dans BCT:Rh.

Description du modèle à trois niveaux

Nous considérons un modèle à trois niveaux avec deux niveaux de rhodium ($Rh^{3+/4+}$, $Rh^{4+/5+}$) et un niveau de fer ($Fe^{3+/4+}$) (Figure 3-23). Quand le cristal est illuminé, nous avons les transferts de charge suivants :

$$\begin{cases} Rh^{5+} \leftrightarrow Rh^{4+} + p \\ Rh^{4+} \leftrightarrow Rh^{3+} + p \\ Fe^{4+} \leftrightarrow Fe^{3+} + p \end{cases} \quad (3\text{-}7)$$

Nous considérons Rh^{4+} et Fe^{4+} comme des états de charge neutres et nous les notons respectivement N et N_F. Ainsi Rh^{3+} et Fe^{3+} peuvent être considérés comme des centres de recombinaison et Rh^{5+} comme un centre de génération pour les trous. Leurs densités sont notées respectivement N^-, N_F^- et N^+. La neutralité électrique du cristal est assurée par des densités de donneurs et d'accepteurs superficiels N_d et N_a. La densité de compensation est notée $N_{ad} = N_a - N_d$. p est la densité des trous libres. Les sections efficaces de photo-ionisation sont notées S; β représente le taux d'émission thermique et γ le taux de recombinaison. Si on note N_T la densité totale de rhodium et N_{TF} la densité totale de fer, nous avons :

$$\begin{cases} N_T = N^- + N + N^+ \\ N_{TF} = N_F^- + N_F \end{cases} \quad (3\text{-}8)$$

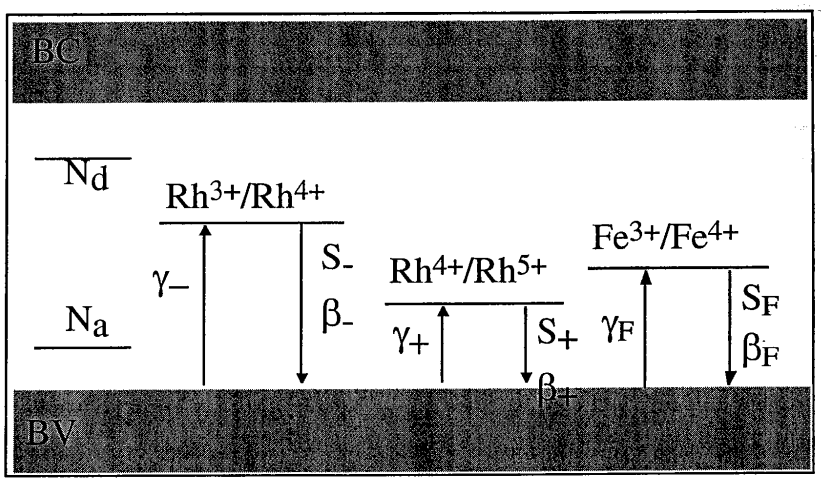


Figure 3-23 : Représentation schématique des niveaux d'énergie d'un cristal de BCT:Rh contenant du fer comme impureté.

Les équations des populations s'écrivent :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial N^-}{\partial t} = \left(S^-I + \beta^-\right)N - \gamma^- pN^- \\ \dfrac{\partial N^+}{\partial t} = -\left(S^+I + \beta^+\right)N^+ + \gamma^+ pN \\ \dfrac{\partial N_F^-}{\partial t} = \left(S_F I + \beta_F\right)N_F - \gamma_F pN_F^- \end{cases} \tag{3-9}$$

L'équation de continuité et la densité de courant pour les trous s'écrivent :

$$\mathrm{div}\vec{j} = e\frac{\partial\left(-N_{ad} + p + N^+ - N^- - N_F^-\right)}{\partial t} \tag{3-10}$$

$$\vec{j} = ep\mu\vec{E} - \mu k_B T\vec{\nabla}p \tag{3-11}$$

L'équation de Poisson relie le champ électrique $\vec{E}$ à la densité de charges :

$$\mathrm{div}\vec{E} = \frac{e}{\varepsilon}\left(-N_{ad} + p + N^+ - N^- - N_F^-\right) \tag{3-12}$$

Nous résolvons les équations de façon classique en considérant une illumination suivant une figure d'interférence de modulation m qui s'écrit $I = I_0 + \frac{1}{2}\left(mI_0 e^{ikx} + c.c.\right)$ (où I_0 est l'intensité incidente totale sur le cristal). Nous écrivons chaque quantité sous la forme $Q = Q_0 + \frac{1}{2}\left(Q_1 e^{ikx} + c.c.\right)$ et nous linéarisons les équations afin d'obtenir deux jeux d'équations. L'ordre zéro relie les quantités spatialement invariantes Q_0 à I_0. L'ordre 1 définit l'amplitude du champ de charge d'espace en fonction de la modulation des franges en utilisant les paramètres Q_0 donnés par les équations à l'ordre 0. Les jeux d'équations sont alors résolus numériquement simultanément et nous calculons la dépendance du gain photoréfractif avec le vecteur réseau et l'intensité de la pompe afin de comparer ces simulations aux résultats expérimentaux.

Choix des paramètres initiaux

Les paramètres nécessaires aux simulations sont les suivants :

- les paramètres du rhodium : les sections efficaces de photo-ionisation S^+ et S^-, les taux d'ionisation thermique β^+ et β^-, les taux de recombinaison γ^+ et γ^- et la densité totale de rhodium N_T.

- les paramètres du fer : la section efficace de photo-ionisation S_F, le taux d'ionisation thermique β_F, le taux de recombinaison γ_F et la densité totale de fer N_{TF}.

- la densité de charges de compensation électrique N_{ad}. Dans les simulations que nous avons réalisées par la suite, nous avons fait l'hypothèse que le niveau de Fermi ne change pas avec la quantité de rhodium contenue dans les cristaux. Ainsi N_{ad} est considéré comme une constante dans tous les cristaux dopés au rhodium ainsi que dans le cristal non dopé.

Ces paramètres sont tous inconnus dans le cas du cristal de BCT. C'est pourquoi nous avons choisi les paramètres initiaux en utilisant les résultats obtenus sur $BaTiO_3$ dans la première partie. Ainsi, les paramètres du rhodium sont choisis d'après le tableau 3-3.

Les paramètres du fer sont choisis en utilisant les résultats expérimentaux obtenus sur le cristal non dopé. En effet, nous considérons que l'effet photoréfractif dans le cristal non dopé est dû uniquement au fer. Nous réalisons donc des simulations en supposant un modèle à un centre ($Fe^{3+/4+}$) dans le cristal non dopé. Nous choisissons les valeurs initiales suivant la référence [Corner 97], qui donne des indications sur les paramètres du niveau électronique $Fe^{3+/4+}$ dans le $BaTiO_3$:Rh. D'après cette référence, β_F serait d'environ $5 \times 10^{-4}\ s^{-1}$, S_F serait petit devant S^- et γ_F n'est pas donné et il sera donc pris égal à γ^+ dans $BaTiO_3$:Rh. Nous ajustons alors ces paramètres du niveau de fer grâce aux résultats expérimentaux du cristal non dopé. La dépendance du gain avec l'intensité nous permet de préciser les paramètres S_F et β_F. Ensuite, la valeur expérimentale de la densité effective de pièges fixe une valeur minimale de la quantité de fer contenue dans le cristal. En effet, dans un modèle à un centre, nous avons :

$$N_{eff} = N_F^- - \frac{N_{ad}^2}{N_{TF}} = -N_{ad}\frac{(N_{TF} + N_{ad})}{N_{TF}} \tag{3-13}$$

qui peut s'écrire :

$$N_{ad}^2 + N_{TF}N_{ad} + N_{eff}N_{TF} = 0 \tag{3-14}$$

Pour que cette équation du second degré ait une solution, il faut que nous ayons $N_{TF}(N_{TF} - 4N_{eff}) \geq 0$, ce qui donne $N_{TF} \geq 4N_{eff}$. Comme nous connaissons la valeur de la densité effective de pièges ($6.10^{22}\ m^{-3}$), nous obtenons $N_{TF} \geq 24 \times 10^{22}\ m^{-3}$. Une fois fixée la valeur de N_{TF}, nous obtenons deux valeurs pour la valeur absolue de la densité de charges de compensation électrique N_{ad} : la première est du même ordre de grandeur que la densité totale de fer N_{TF} et la seconde est très faible devant N_{TF}. D'après les simulations, la situation où la valeur absolue de la densité de charge de compensation est faible devant la densité de fer semble mieux correspondre aux résultats expérimentaux.

Simulations numériques

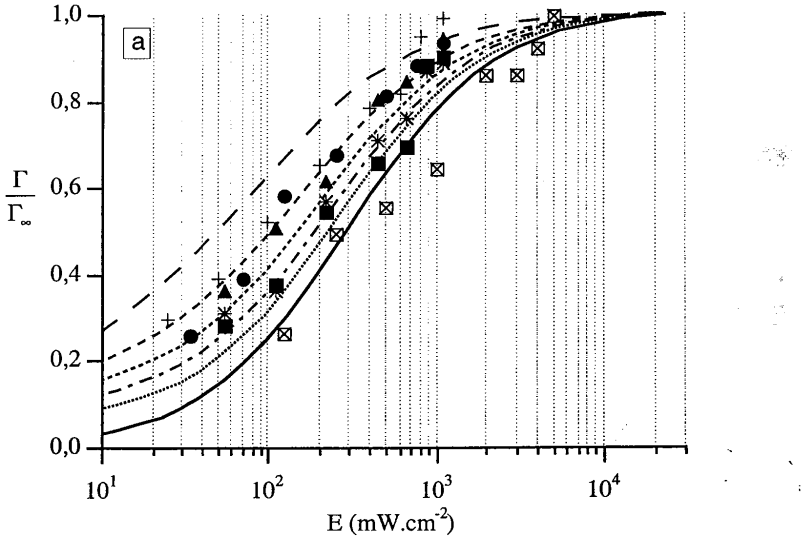
Avec ce jeu de paramètres initiaux, nous sommes en mesure de calculer la dépendance du gain avec le pas du réseau et l'intensité pour les différents cristaux dopés rhodium et pour le cristal non dopé. Notre objectif est de trouver un jeu de paramètres qui nous permette d'expliquer nos résultats expérimentaux (Figure 3-24).

Pour y parvenir, nous avons fait varier les paramètres présentés dans le tableau 3-10 autour de leur valeur initiale jusqu'à obtenir une concordance entre les simulations et les résultats expérimentaux. Nous avons ainsi pu trouver un jeu de paramètres qui nous permette d'expliquer le transport de charge dans les cristaux de BCT:Rh (Tableau 3-10). Dans ce tableau, nous avons également ajouté les valeurs que nous avions trouvées dans la première partie pour le cristal de $BaTiO_3$:Rh à 850 nm. Nous constatons que les paramètres déterminés pour le BCT:Rh ne sont pas très éloignés de ces dernières.

Tableau 3-10 : Jeu de paramètres qui permet d'ajuster les simulations suivant un modèle à trois niveaux avec nos résultats expérimentaux. Les paramètres de $BaTiO_3$:Rh déterminés à 850 nm suivant un modèle à deux niveaux sont donnés comme éléments de comparaison.

Paramètres	**Valeurs ajustées pour BCT:Rh**	**Valeurs ajustées pour $BaTiO_3$:Rh**
Section efficace de photo-ionisation de Rh^{5+} : S^+ (m^2)	9×10^{21}	$1,24\times10^{21}$
Section efficace de photo-ionisation de Rh^{4+} : S^- (m^2)	$0,4\times10^{21}$	$0,56\times10^{21}$
Section efficace de photo-ionisation de Fe^{4+} : S_F (m^2)	$0,001\times10^{21}$	-
Taux de recombinaison vers Rh^{4+} (m^3/s) : γ_+	$2,92\times10^{14}$	$3,5\times10^{14}$
Taux de recombinaison vers Rh^{3+} (m^3/s) : γ_-	$15*\gamma_+$	$0,3*\gamma_+$
Taux de recombinaison vers Fe^{3+} (m^3/s) : γ_F	γ_+	–
Taux d'émission thermique de Rh^{5+} (s^{-1}) : β^+	2,3	2.3
Taux d'émission thermique de Rh^{4+} (s^{-1}) : β^-	0,0001	0,01
Taux d'émission thermique de Fe^{4+} (s^{-1}) : β_F	0,000125	-
Concentration totale de fer (m^{-3}) : N_F	64×10^{23}	-
Densité de charges de compensation (m^{-3}) : N_{ad}	$-0,82\times10^{23}$	-
Concentration totale de rhodium pour un cristal dopé à 1000 ppm (m^{-3}) : N_T	$3,3\times10^{23}$	$3,3\times10^{23}$

La figure 3-24.a représente la dépendance du gain avec l'intensité. Les points expérimentaux sont représentés ainsi que les courbes de simulation. Nous considérons que l'accord que nous avons obtenu est bon car il faut savoir qu'une faible variation de l'un des paramètres entraîne une translation importante des courbes. La dépendance du gain avec le vecteur réseau est représentée sur la figure 3-24.b où nous voyons que les simulations (courbes) sont en bon accord avec les points expérimentaux. Concernant les courbes simulées du gain en fonction du pas du réseau, nous avons utilisé dans nos calculs les valeurs de r_{22}^{eff} déterminées expérimentalement pour chaque cristal (tableau 3-7), le modèle prédisant une valeur fixe de ce paramètre qui n'est pas rigoureusement observée expérimentalement. La fluctuation de la valeur de r_{22}^{eff} peut être due à un résidu de compétition électron-trou ou à la présence de domaines à 180°.



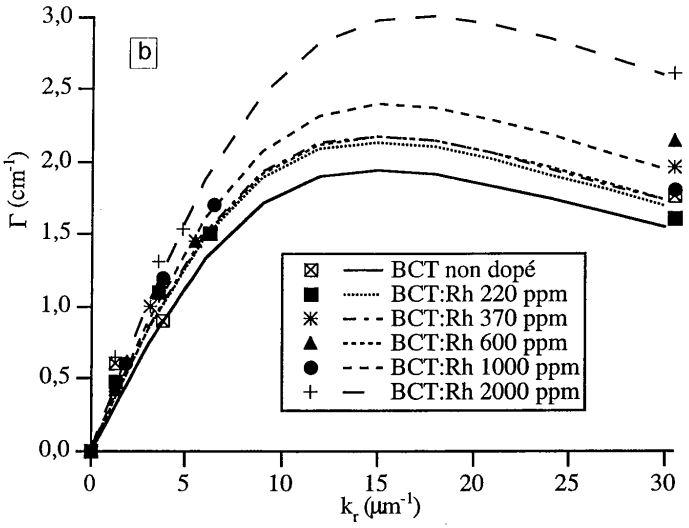


Figure 3-24 : Comparaison entre les points expérimentaux et les simulations d'après un modèle à trois niveaux avec deux niveaux de rhodium et un niveau de fer. La figure a représente la dépendance du gain normalisé avec l'intensité et la figure b celle du gain avec le vecteur réseau.

Validité du modèle

Le nombre de paramètres inconnus dans le modèle développé étant très élevé, le jeu de paramètres trouvé pour ajuster nos simulations aux résultats expérimentaux n'est certainement pas unique. Cependant, les valeurs sont à première vue raisonnables. D'une part, les paramètres obtenus pour le niveau de rhodium dans BCT ne s'éloignent pas trop de ceux du niveau de rhodium dans le $BaTiO_3$:Rh à la même longueur d'onde, mis à part pour la section efficace de photo-ionisation de Rh^{5+}. D'autre part, nous trouvons que le cristal contient une grande quantité de fer et ce résultat est en accord avec les résultats trouvés à Osnabrück [Schirmer] par des mesures de RPE (résonance paramagnétique électronique). De plus, ce modèle nous permet d'expliquer que la densité effective de pièges ne dépend pas du dopage au rhodium ou au fer. En effet, il semblerait que la quantité de dopant (rhodium ou fer) ajoutée ne soit pas suffisante par rapport à la quantité de fer initialement présente dans les cristaux, ce qui expliquerait qu'elle n'influence pas la densité effective de pièges. Pour confirmer ce point, nous allons mener des expériences complémentaires.

II.3. Expériences complémentaires : étude de cristaux dopés 4000 et 10000 ppm

Nous avons mis en évidence que le dopage au rhodium agit différemment sur les cristaux de BCT et de $BaTiO_3$. Cela semble dû à première vue à la présence de fer en grande quantité dans le cristal de BCT. Les conséquences sont très gênantes puisque d'une part, l'intensité de saturation est très élevée et d'autre part, le dopage au rhodium jusqu'à 2000 ppm n'améliore pas la sensibilité du cristal dans le proche infrarouge.
Les moyens dont nous disposons pour s'affranchir de ces problèmes sont soit de diminuer la quantité de fer présente dans les cristaux de BCT, soit d'augmenter le taux de dopage au rhodium afin que celui-ci devienne l'impureté majoritaire dans le cristal. La première solution n'étant actuellement pas réalisable expérimentalement, nous avons opté pour la seconde et nous avons donc étudié des cristaux dopés à 4000 et 10000 ppm. Les cristaux étudiés nous ont été fournis par le professeur Schirmer de l'université d'Osnabrück.

Tableau 3-11 : Cristaux de BCT:Rh étudiés dans cette partie. Le taux de dopage correspond à la concentration de rhodium introduite dans le creuset de croissance.

Cristaux	Dimensions (mm^3) a*b*c	Taux de dopage (ppm en masse)
BCT B 986.1.3.1	3*3,2*3,9	Rh 4000 ppm
BCT B 99.1.2.1	3*4,6*4,1	Rh 10000 ppm

Les spectres d'absorption de ces deux cristaux sont présentés sur la figure 3-25, où ils sont comparés aux spectres de cristaux dopés de 220 à 2000 ppm. Nous voyons donc clairement que, comme précédemment, l'absorption augmente proportionnellement au dopage et donc que le rhodium s'incorpore bien dans le BCT lors de la croissance, même avec les fortes quantités utilisées ici.

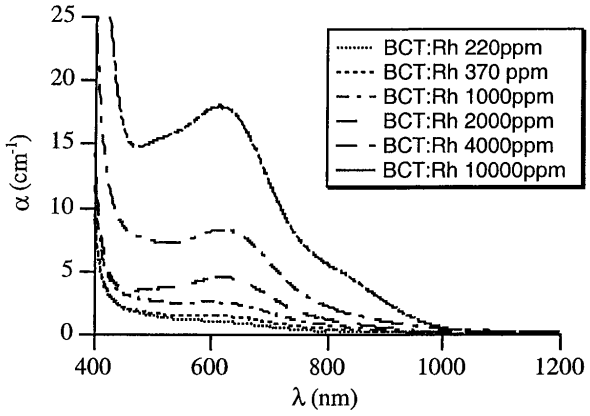


Figure 3-25 : Spectres d'absorption des cristaux dopés 4000 et 10000 ppm. Comparaison avec les spectres obtenus pour des dopages compris entre 220 et 2000 ppm.

Pour vérifier que l'amplitude de la bande d'absorption est toujours proportionnelle à la quantité de rhodium introduite dans le creuset de croissance, nous allons effectuer la même transformation que dans la partie précédente en divisant l'absorption par la quantité de rhodium après avoir soustrait l'absorption du cristal non dopé (Figure 3-26).

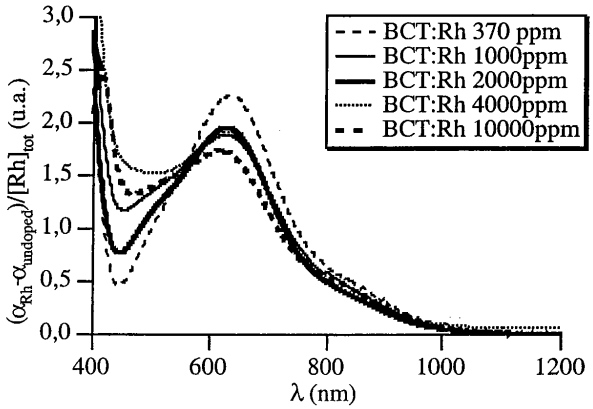


Figure 3-26 : Spectres d'absorption de cristaux de BCT:Rh desquels nous avons soustrait le fond d'absorption présent dans le cristal non dopé et que nous avons ensuite divisés par la quantité de rhodium introduite dans le creuset.

Nous constatons donc qu'il n'y a pas de saturation au niveau de l'incorporation du rhodium dans les cristaux. Nous supposerons donc dans nos simulations que la quantité de rhodium totale dans ces cristaux est proportionnelle à la quantité de dopant introduite dans le creuset comme nous l'avons fait dans la partie précédente.

II.3.a. Mesure de l'intensité de saturation

Nous avons effectué une mesure rapide de la dépendance du gain avec l'éclairement pour les cristaux dopés 4000 et 10000 ppm. Nous obtenons des valeurs de l'intensité de saturation *supérieures* à celles obtenues pour les cristaux moins dopés (100 $mW.cm^{-2}$ pour le cristal dopé 4000 ppm et 200 $mW.cm^2$ pour le cristal dopé 10000 ppm). Ces résultats sont surprenants car nous nous attendions à ce que l'intensité de saturation diminue avec l'augmentation du dopage, comme nous l'avions constaté pour les cristaux dopés entre 200 et 2000 ppm. Cependant, nous avons remarqué que l'absorption est beaucoup plus forte dans ces cristaux fortement dopés que dans les cristaux moins dopés. En effet, à 850 nm, nous avons 4,1 cm^{-1} d'absorption pour le cristal dopé 10000 ppm et 1,5 cm^{-1} pour le cristal dopé 4000 ppm alors que nous avions 0,77 cm^{-1} pour le cristal dopé 2000 ppm. Cela entraîne une forte variation de l'intensité des faisceaux au cours de la traversée du cristal. Pour en tenir compte, nous prenons comme valeur de l'éclairement la valeur au milieu du cristal. Cela apporte une correction de 10 % sur l'intensité de saturation pour le cristal dopé à 2000 ppm, 20 % pour le dopé 4000 ppm et 46 % pour le dopé 10000 ppm. Nous obtenons dans ce cas les valeurs d'intensité de saturation résumées dans le tableau 3-12.

Tableau 3-12 : Intensités de saturation des cristaux dopés 2000, 4000 et 10000 ppm.

Cristaux	Intensité de saturation ($mW.cm^{-2}$) en prenant l'éclairement sur la face d'entrée du cristal	Intensité de saturation ($mW.cm^{-2}$) en prenant l'éclairement au milieu du cristal
BCT:Rh 2000 ppm	90	77
BCT:Rh 4000 ppm	100	86
BCT:Rh 10000 ppm	200	112

Les résultats obtenus sont déjà plus cohérents. On peut penser que la précision sur les mesures n'est pas suffisante pour en déduire une tendance. Cela est certainement dû au fait que nous avons pris peu de points (surtout pour le cristal dopé 10000 ppm) (Figure 3-27).

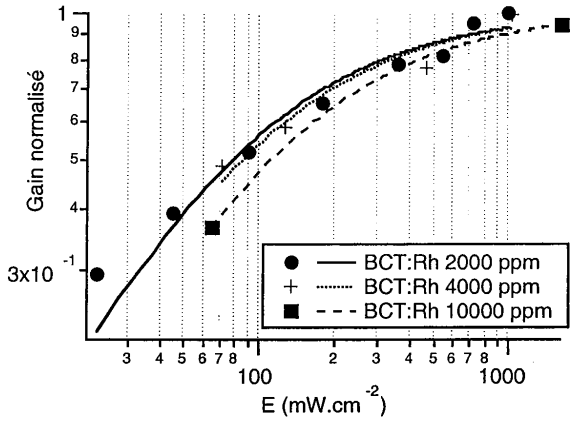


Figure 3-27 : Dépendance du gain normalisé avec l'éclairement au milieu du cristal pour les cristaux dopés à 2000, 4000 et 10000 ppm en rhodium ajouté.

De plus, nous avons supposé dans notre modèle que la quantité N_{ad} ne variait pas d'un cristal à l'autre, ce qui n'est peut-être pas toujours vrai et qui peut expliquer une moindre variation de I_{sat} avec N_{ad} .

L'imprécision de ces résultats ne nous empêche pas de tirer la conclusion majeure de ces expériences. Elles ont mis en évidence qu'on ne peut espérer diminuer de façon importante l'intensité de saturation des cristaux de BCT:Rh en augmentant le taux de dopage au rhodium. Quoi qu'il arrive, la baisse de l'intensité de saturation obtenue de cette façon restera modeste devant celle qui pourrait être obtenue par une diminution de la quantité de fer contenue dans les cristaux (voir les simulations dans la suite de ce chapitre).

II.3.b. Mesure de la dépendance du gain avec le pas du réseau

Nous savons d'après les spectres d'absorption que le rhodium s'est bien incorporé dans les cristaux (Figure 3-25 et 3-26) et qu'il participe à l'absorption. Il nous reste à vérifier si il a une influence sur l'effet photoréfractif. Cette influence sur l'effet photoréfractif se manifestera au niveau de la quantité de pièges disponibles pour participer à l'effet photoréfractif, soit au niveau de la densité effective de pièges.

Afin de mesurer la valeur de ce paramètre, nous avons mesuré la dépendance du gain avec le pas du réseau en polarisation ordinaire. Les résultats sont présentés sur la figure 3-28. Nous avons également ajouté sur la figure les valeurs obtenues pour le cristal non dopé et les cristaux dopés 1000 et 2000 ppm comme éléments de comparaison.

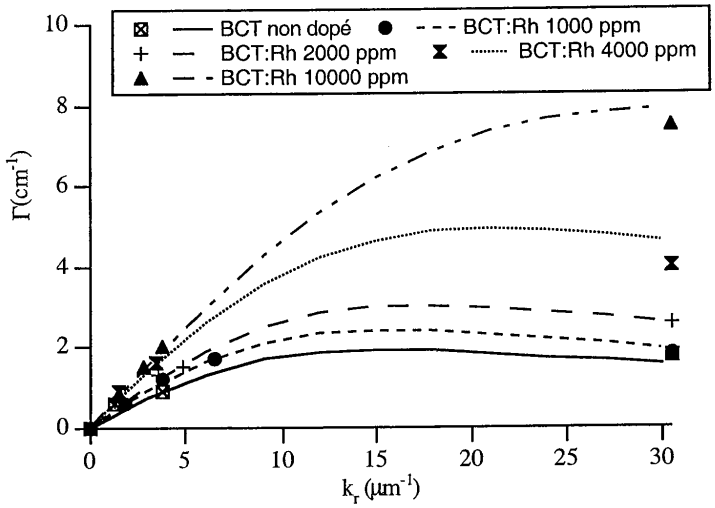


Figure 3-28 : Gain en polarisation ordinaire en fonction du pas du vecteur réseau. Les points correspondent aux expériences et les courbes aux simulations.

On remarque *a posteriori* que le rhodium commençait à avoir une influence sur la densité effective de pièges dès le dopage à 2000 ppm (Figure 3-28 et Tableau 3-13). En effet, la densité effective de pièges du cristal dopé 2000 ppm était déjà légèrement supérieure à celle des cristaux moins dopés (Tableau 3-7) mais cela ne suffisait pas pour en déduire une tendance. Les résultats obtenus sur les deux cristaux fortement dopés ont confirmé cette tendance.
Nous remarquons que $r_{22}^{eff}(0)$ varie avec le dopage. Nous discuterons de ce problème dans le dernier paragraphe de cette partie. Pour en tenir compte dans nos simulations, nous imposons à chaque cristal la valeur de $r_{22}^{eff}(0)$ mesurée expérimentalement.

Tableau 3-13 : Valeurs expérimentales de la densité effective de pièges et du coefficient électro-optique effectif pour les cristaux de BCT:Rh de 0 à 10000 ppm.

Cristal	N_{eff} (m^{-3})	r_{22}^{eff} ($pm.V^{-1}$)
BCT non dopé	$6,2\times10^{22}$	11,6
BCT:Rh 1000 ppm	$5,3\times10^{22}$	13,6
BCT:Rh 2000 ppm	$7,2\times10^{22}$	15,3
BCT:Rh 4000 ppm	$8,5\times10^{22}$	20,3
BCT:Rh 10000 ppm	$19,6\times10^{22}$	22,2

II.3.c. Confrontation avec les simulations

Avec le jeu de paramètres présenté dans le tableau 3-10, nous simulons les courbes de gain en fonction du vecteur réseau pour les cristaux dopés 4000 et 10000 ppm. Les résultats sont présentés sur la figure 3-28 où ils sont comparés avec ceux des cristaux précédents (Pour la clarté de la figure, tous les cristaux n'ont pas été représentés). Cette figure montre que le modèle développé dans la partie précédente rend bien compte du transport de charges dans les cristaux de BCT:Rh, en particulier pour les deux nouveaux cristaux fortement dopés.
Nous avons également simulé la dépendance du gain avec l'éclairement (figure 3-29).

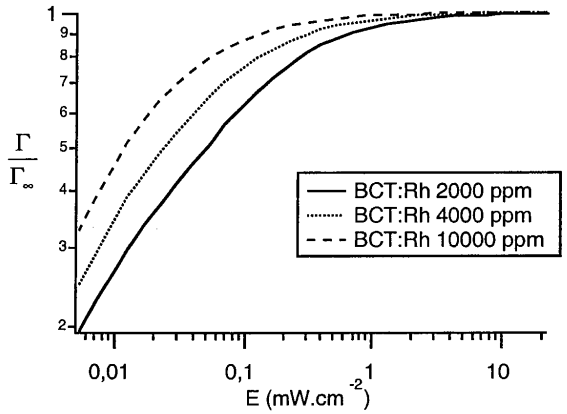


Figure 3-29 : Dépendance du gain avec l'éclairement pour les dopages 2000, 4000 et 10000 ppm obtenue par simulation suivant un modèle à trois niveaux.

Nous constatons que, d'après notre modèle, l'augmentation du dopage au rhodium n'entraîne qu'une légère diminution de l'intensité de saturation, proportionnelle à l'augmentation du dopage. Ce résultat confirme globalement nos résultats expérimentaux puisque nous n'avons pas constaté de nette diminution de l'intensité de saturation lors de nos expériences.

II.3.d. Influence du fer sur l'intensité de saturation

Afin de déterminer quelle est l'influence de la présence du fer dans ces cristaux sur l'intensité de saturation, nous avons réalisé des simulations qui montrent comment agirait une diminution de la quantité de fer contenue dans les cristaux.

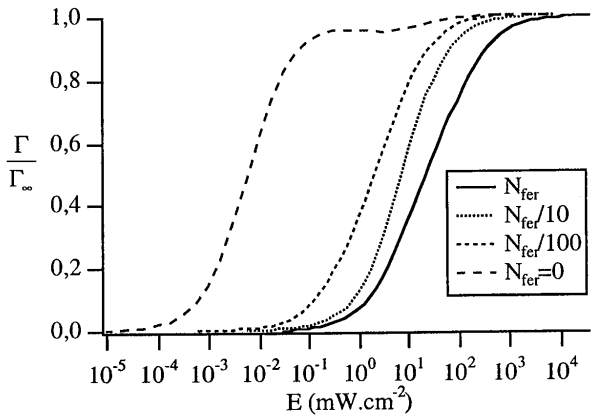


Figure 3-30 : Simulation de l'influence du fer sur l'intensité de saturation des cristaux de BCT:Rh.

Nous constatons sur la figure 3-30 que la suppression du fer dans les cristaux de BCT:Rh diminuerait d'un facteur supérieur à 1000 l'intensité de saturation de ces cristaux. Il est donc primordial de comprendre l'origine du fer dans ces cristaux afin de tenter de l'éliminer.

II.3.e. Conclusion

Les expériences complémentaires réalisées sur des cristaux à fort taux de dopage rhodium (4000 et 10000 ppm) ont mis en évidence la validité de notre modèle de transport de charge. Celui-ci permet en effet d'expliquer les résultats expérimentaux sans changer aucun des paramètres déterminés précédemment. De plus, nous avons montré qu'il est possible d'augmenter la sensibilité des cristaux de BCT à 850 nm en les dopant fortement au rhodium. Ainsi, nous avons pu obtenir des gains importants en géométrie contrepropageante en polarisation ordinaire (8 cm^{-1}).

Cependant, le fait de doper fortement les cristaux de BCT avec du rhodium ne nous a pas permis d'améliorer le paramètre fondamental pour notre expérience, à savoir l'intensité de saturation. En effet, celle-ci reste très grande devant celle de $BaTiO_3$:Rh.

Afin de trouver une solution à ce problème, nous nous sommes inspirés de notre étude de la première partie de ce chapitre sur l'influence de la réduction ou du codopage sodium sur l'intensité de saturation des cristaux de $BaTiO_3$:Rh. Nous avons ainsi mené des expériences sur des cristaux de BCT:Rh traités par oxydation ou codopés au sodium.

II.4. Influence du codopage sodium et des traitements post-croissance

L'étude effectuée dans ce chapitre sur le $BaTiO_3$:Rh a montré qu'il fallait utiliser de préférence des cristaux réduits et non codopés sodium afin de diminuer l'intensité de saturation. Cependant, nous avons mis en évidence des différences notables entre l'effet photoréfractif dans le $BaTiO_3$:Rh et le BCT:Rh. C'est pourquoi, il est très probable que l'influence des traitements d'oxydation/réduction diffère d'un cristal à l'autre. Nous avons donc testé expérimentalement l'influence du codopage au sodium et de l'oxydation sur les cristaux de BCT:Rh.

II.4.a. Résultats expérimentaux

Cristaux étudiés

Nous avons étudié les cristaux présentés dans le tableau 3-14.

Tableau 3-14 : Cristaux de BCT étudiés dans cette partie. Le taux de dopage correspond à la concentration de rhodium ou de sodium introduite dans le creuset de croissance.

Cristaux	Dimensions (mm^3) a*b*c	Taux de dopage (ppm en masse)	Traitement
BCT B 76.10.1.2	1,6*4,2*4,8	Rh 1000 ppm	
BCT B 89.2.2.2	1,5*3,6*4,9	Rh 1000 ppm, Na 2000 ppm	
BCT B 92.1.1.1	1,5*3,8*3,8	Rh 2000 ppm, Na 2000 ppm	
BCT B 76.10.1.1	1,5*3,8*4,2	Rh 1000 ppm	oxydé
BCT B 89.2.2.1	1,4*3,6*4,3	Rh 1000 ppm, Na 2000 ppm	oxydé
BCT B 92.1.4.1	1,6*4,2*4,9	Rh 2000 ppm, Na 2000 ppm	oxydé

Certains cristaux sont uniquement codopés au rhodium et au sodium et certains sont oxydés. Les cristaux ainsi que les traitements d'oxydation ont été réalisés à l'université d'Osnabrück par l'équipe du professeur Schirmer.

L'oxydation correspond à une diminution de la concentration de donneurs dans le cristal qui a pour conséquence d'augmenter N_{ad} et de faire descendre le niveau de Fermi. La concentration en Rh^{3+} devrait donc diminuer fortement au profit de Rh^{4+} et Rh^{5+} devrait être formé à partir de Rh^{4+} [Scharfschwerdt 99]. On devrait avoir aussi une formation de Fe^{4+} à partir de Fe^{3+}. Le codopage sodium devrait avoir des effets similaires à l'oxydation. En effet, un ajout de sodium

correspond à une augmentation de la quantité N_a et donc de la quantité N_{ad}, ce qui s'apparente à une oxydation [Scharfschwerdt 99].

La variation des concentrations des différentes espèces est visible sur les spectres d'absorption. Nous avons ainsi pu étudier l'influence d'une oxydation ainsi que l'influence de l'ajout de sodium dans les cristaux de BCT:Rh.

Sur la figure 3-31, nous avons représenté les spectres de cristaux différents (B 76 et B 92) présentés dans le tableau 3-14 avant et après oxydation. Le spectre du cristal B 76.10.1.2 n'a pu être réalisé en raison de la forme prismatique du cristal qui avait pour conséquence de dévier le faisceau dans le spectromètre. Il a été remplacé par celui d'un cristal équivalent étudié précédemment (B 76.6.1). Nous remarquons d'après ces spectres que l'influence de l'oxydation est la même dans ces deux cristaux.

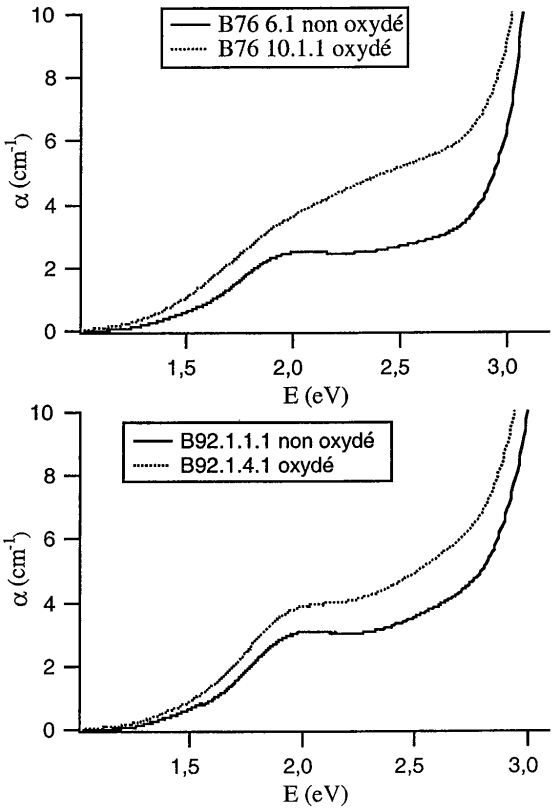


Figure 3-31 : Effet d'une oxydation sur les cristaux de BCT.

Les spectres sont représentés en énergie pour pouvoir situer plus facilement les bandes d'absorption. Dans les cristaux de $BaTiO_3$:Rh, 4 niveaux ont été identifiés [Kröse 95, Stevendaal 96] : $Rh^{4+/5+}$ qui absorbe aux environs de 1,6 eV, $Rh^{3+/4+}$ qui absorbe autour de 1,9 eV, $Fe^{3+/4+}$ qui absorbe autour de 2,8 eV, et $Fe^{4+/5+}$ qui absorbe autour de 2,5 eV. Dans $BaTiO_3$:Rh, les niveaux de fer sont généralement négligés dans le transport de charge, du fait de la concentration moins importante de fer comparée au rhodium.

Dans le BCT:Rh, nous avons validé un modèle faisant intervenir les deux niveau de rhodium et le niveau $Fe^{3+/4+}$. Notre interprétation de la figure 3-31 est la suivante. Nous remarquons que l'absorption augmente autour de 1,6 eV et 1,9 eV, ce que nous attribuons respectivement à une augmentation des concentrations en Rh^{5+} et en Rh^{4+}. Ces observations concordent avec celles qui ont été faites sur l'influence d'une oxydation dans $BaTiO_3$:Rh [Huot 98 (1)] et que l'on peut voir sur la figure 3-32. L'absorption de BCT augmente également entre 2,5 et 3 eV ce que nous expliquons par une augmentation de la quantité de Fe^{4+}. Cet effet n'était pas observé dans $BaTiO_3$:Rh (Figure 3-32) du fait de la moindre concentration de fer dans ce cristal.

La figure 3-33 nous permet d'évaluer l'influence du codopage sodium sur les cristaux de BCT:Rh. Nous la comparons à l'influence d'une oxydation sur un cristal de $BaTiO_3$:Rh [Huot 98 (1)] (Figure 3-32) ou de BCT (Figure 3-31) et nous constatons que l'influence du sodium semble aller à l'opposé de celle d'une oxydation si on compare à ce qui était observé dans le titanate de baryum [Scharfschwerdt 99, Huot 98 (1)].

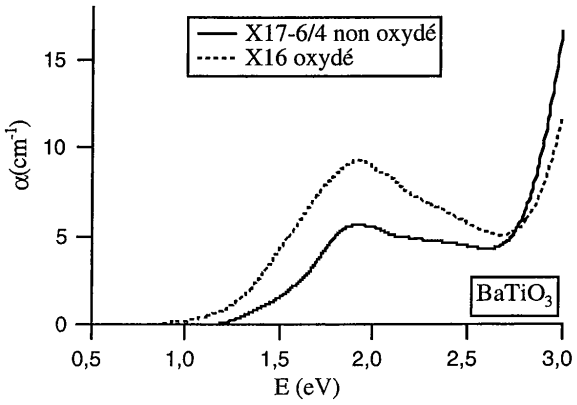


Figure 3-32 : Comparaison avec l'effet d'une oxydation sur les cristaux de $BaTiO_3$:Rh.

Dans le cas du BCT:Rh, nous avons mis en évidence que le niveau de fer ne peut être négligé. Ainsi, on peut interpréter la figure 3-33 de la façon suivante. La forte diminution de la bande

d'absorption autour de 1,9 eV correspond à une diminution de Rh^{4+} au profit de Rh^{5+}. D'autre part, l'augmentation de l'absorption vers 3 eV peut s'expliquer par une augmentation de Fe^{4+}. Cela correspondrait donc bien à une oxydation du cristal, comme nous le montrerons par les simulations dans le suite.

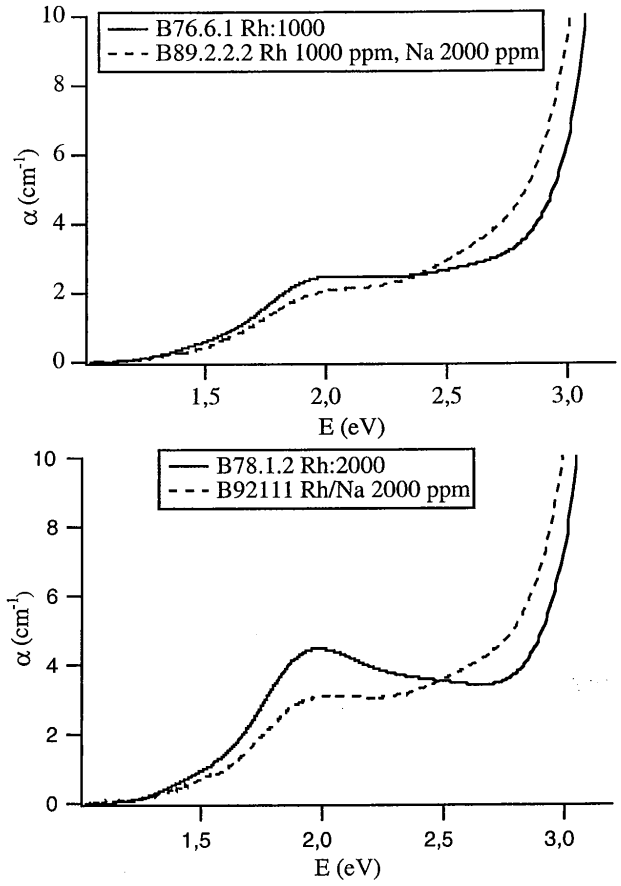


Figure 3-33 : Influence du codopage sodium sur les cristaux de BCT:Rh.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de ces effets sur l'intensité de saturation. Nous nous attendons à ce que l'oxydation du cristal entraîne à une augmentation de l'intensité de saturation. En effet, dans le modèle à deux niveaux et trois états de charge du $BaTiO_3$:Rh, le rapport entre la photoconductivité et la conductivité dans le noir diminue avec l'oxydation et une

densité de puissance plus importante est nécessaire pour saturer le gain. Nous avons vérifié ce point expérimentalement dans le $BaTiO_3$ (partie I de ce chapitre).

Influence sur l'intensité de saturation

Pour chaque cristal, nous avons mesuré la dépendance du gain avec l'intensité incidente à 850 nm. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 3-15 ainsi que sur la figure 3-34. Nous constatons que les différents traitements n'ont pas eu d'influence notable sur l'intensité de saturation. Les ajustements ont été réalisés en utilisant l'équation 3-5 ce qui nous a permis de déterminer l'intensité de saturation, sans avoir besoin de mesurer le gain maximum.

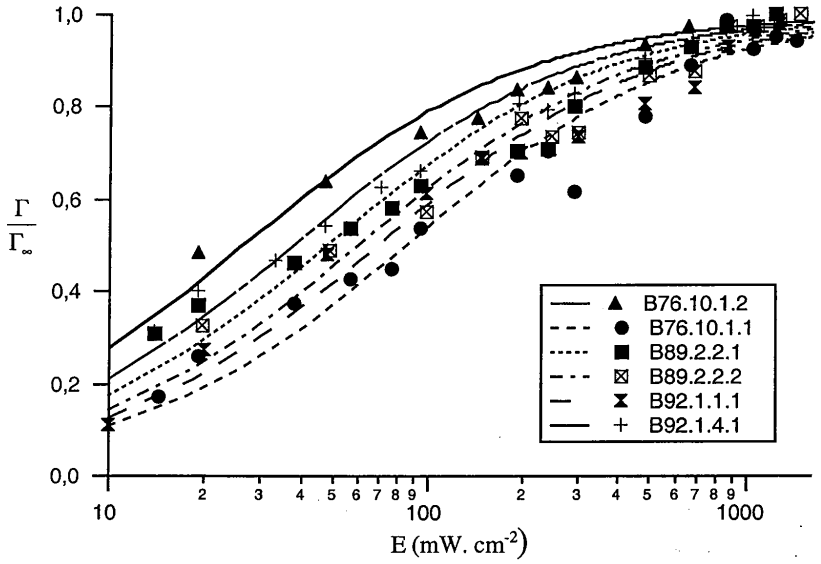


Figure 3-34 : Dépendance du gain avec l'intensité pour des cristaux codopés sodium et/ou oxydés. Les courbes représentent les ajustement qui ont permis de déterminer l'intensité de saturation à partir des points expérimentaux.

Ces résultats montrent que les traitements réalisés n'ont aucune influence majeure sur la valeur de l'intensité de saturation. En effet, la dispersion des mesures est importante mais ne révèle aucune tendance. Expérimentalement, la précision de nos résultats peut être évaluée à +/- 30 $mW.cm^{-2}$. Cette dispersion provient soit de la mesure, soit de la qualité du cristal. Il semble plausible de supposer qu'elle provient de la reproductibilité des cristaux. En effet, une étude menée sur des cristaux de $BaTiO_3$ issu d'une même boule ou ayant des compositions identiques

a montré que le rapport $\frac{\tau_{noir}}{\tau}$ de la constante de temps dans le noir à celle du mélange à deux ondes, qui exprime la saturation en intensité, était le paramètre qui variait le plus d'un cristal à l'autre (entre 90 et 390) [Huot 98 (1)].

Tableau 3-15 : Intensité de saturation et gain en polarisation ordinaire pour un vecteur réseau de 4,8 μm^{-1} en fonction du codopage sodium ou de l'oxydation.

Cristaux	I_{sat} ($mW.cm^{-2}$)	Gain (cm^{-1})
BCT B 76.10.1.2 Rh 1000 ppm	30	1,8
BCT B 89.2.2.2 Rh 1000 ppm Na 2000 ppm	60	1,8
BCT B 92.1.1.1 Rh 2000 ppm, Na 2000 ppm	70	1,9
BCT B 76.10.1.1 Rh 1000 ppm oxydé	90	1,3
BCT B 89.2.2.1 Rh 1000 ppm Na 2000 ppm oxydé	50	1,8
BCT B 92.1.4.1 Rh 2000 ppm, Na 2000 ppm oxydé	40	2

Influence sur la densité effective de pièges

Afin de déterminer une influence éventuelle de ces différents traitements sur le gain photoréfractif, nous avons mesuré pour une valeur de pas du réseau fixée à 4,8 μm^{-1} le gain en polarisation ordinaire. Le tableau 3-15 montre que les traitements n'ont pas d'influence sur le gain photoréfractif. Nous ne tenons pas compte de la mesure sur le cristal B 76.10.1.1, qui n'est pas cohérente avec les autres valeurs et qui est certainement fausse. Cette valeur erronée est probablement due à un problème expérimental (mauvais recouvrement des faisceaux dans le cristal).

Nous avons également mesuré la densité effective de pièges du cristal B 92.1.1.1 codopé rhodium et sodium à 2000 ppm. Les résultats sont présentés sur la figure 3-35 où ils sont comparés aux résultats obtenus sur le cristal B 78.1.2. dopé au rhodium à 2000 ppm. Cette figure montre que le codopage au sodium n'a pas d'influence notable sur la densité effective de pièges. Les ajustements nous donnent une densité effective de pièges de $N_{eff} = 5 \times 10^{22}\ m^{-3}$ pour le cristal B 92.1.1.1 alors que nous avions $N_{eff} = 7,2 \times 10^{22}\ m^{-3}$ pour le cristal B 78.1.2. Cette variation est trop faible pour en tirer une conclusion en l'état actuel des connaissances de l'effet du dopage au rhodium sur BCT.

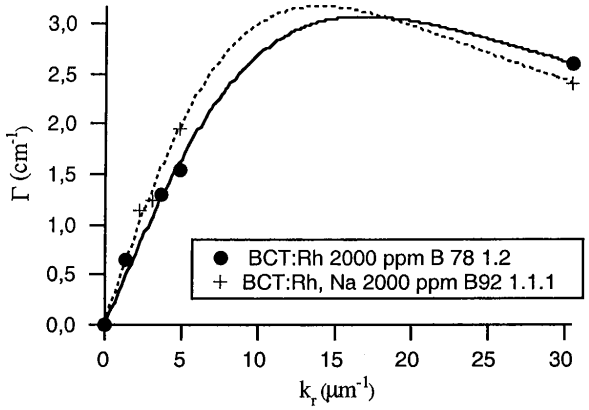


Figure 3-35 : Influence du codopage sodium sur la densité effective de pièges.

Influence sur le temps de réponse

Nous avons mesuré la dépendance du temps de réponse avec l'éclairement (Figure 3-36). Les mesures ont été réalisées pour un vecteur réseau de 4,8 μm^{-1} dans le cas du cristal B92.1.1.1. codopé rhodium et sodium et pour un vecteur réseau de 4 μm^{-1} dans le cas du cristal dopé au rhodium à 1000 ppm. Cette légère différence du pas du réseau auquel ont été faites les mesures a certainement peu d'influence car la dépendance du temps de réponse avec le pas du réseau est faible (Figure 3-19).

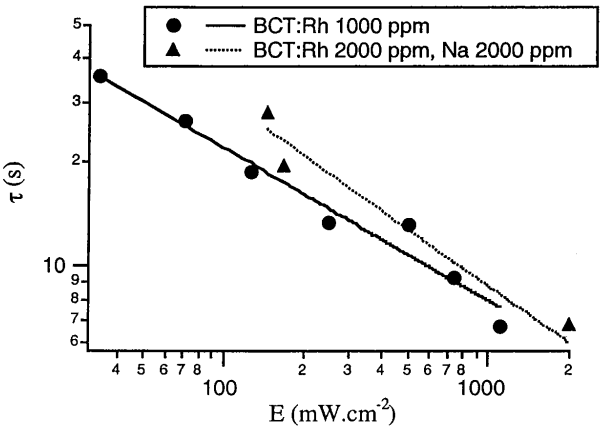


Figure 3-36 : Influence du codopage sodium sur le temps de réponse.

Nous constatons que le codopage sodium n'a pas d'influence notable sur le temps de réponse. Par ailleurs, nous obtenons à nouveau une dépendance en $I^{-\alpha}$ avec $\alpha = 0,5$, ce qui est probablement dû au fait que nous ne sommes pas à saturation en intensité pour ces mesures.

Conclusion

Les résultats expérimentaux nous amènent à la conclusion que les traitements du type oxydation ou le codopage sodium n'ont pas d'influence prépondérante sur les propriétés photoréfractives des cristaux de BCT:Rh. Ce résultat peut s'expliquer de deux façons : soit les traitements d'oxydation ou le codopage sodium n'ont pas été suffisamment important pour que nous puissions observer leur influence, soit ils n'ont réellement aucune influence. Pour conclure, nous allons utiliser le modèle précédemment développé dans la partie II.2. pour simuler l'effet d'une oxydation ou du codopage sodium.

II.4.b. Prévisions théoriques : évolution des performances avec N_{ad}

Une oxydation se traduit par une diminution de la densité de donneurs qui conduit à une augmentation du paramètre N_{ad}. Nous allons donc faire varier ce paramètre afin de simuler l'influence d'une oxydation ou d'une réduction du cristal.

La variation de ce paramètre influence directement les densités de défauts profonds par l'équation (3-12), qui devient à l'état stationnaire :

$$N_{ad} \approx N^+ - N^- - N_F^- \qquad (3\text{-}15)$$

Effet sur les différentes concentrations

Nous avons étudié l'effet de la variation du paramètre N_{ad} sur les différentes concentrations des états de charge du fer et du rhodium (Figure 3-37).

L'évolution de ces concentrations nous éclaire sur l'effet du codopage sodium sur l'absorption (Figure 3-33). En effet, l'ajout de sodium entraîne une augmentation de N_{ad}. La figure 3-37 montre qu'il est possible, lorsqu'on augmente N_{ad} (sachant que nous avons évalué la valeur initiale de ce paramètre à $N_{ad} = -0,8 \times 10^{23} m^{-3}$), de provoquer à la fois une diminution de Rh^{4+} et une augmentation de Fe^{4+}.

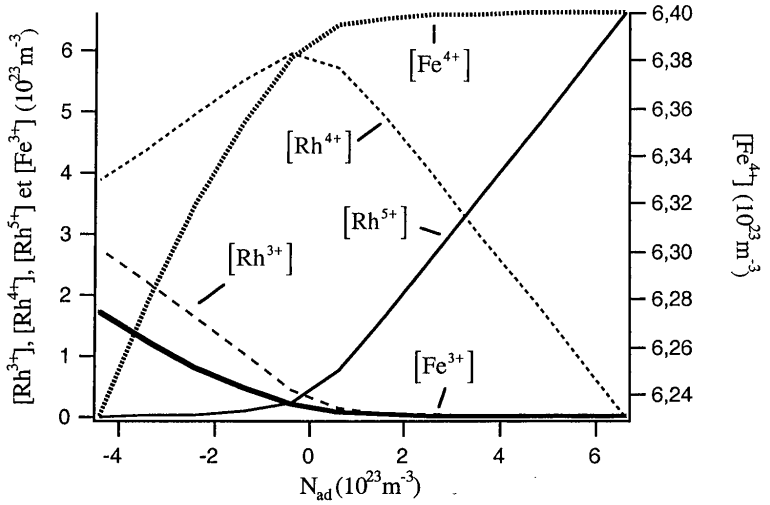


Figure 3-37 : Dépendance des concentrations des différentes espèces en fonction du paramètre N_{ad} par simulation d'un modèle à trois niveaux.

Effet sur l'intensité de saturation

L'intensité de saturation ne semble pas varier expérimentalement avec l'oxydation. Nous utilisons le modèle à trois niveaux développé précédemment pour simuler la dépendance de l'intensité de saturation avec le paramètre N_{ad} pour un cristal dopé à 1000 ppm de rhodium (Figure 3-38). Nous avons ajouté pour comparaison les résultats obtenus par simulation pour le $BaTiO_3$:Rh 1000 ppm (Figure 3-5).

Nous constatons alors que l'intensité de saturation ne varie pas du tout de la même façon que dans un modèle à deux niveaux. D'une part, la dépendance est inversée puisqu'ici, l'intensité de saturation diminue quand N_{ad} augmente, soit quand on oxyde le cristal. D'autre part, la dépendance de l'intensité de saturation avec ce paramètre est moins grande. En effet, pour une variation du paramètre N_{ad} de (- 4 à +4)$\times 10^{23}$ m^{-3}, la variation induite sur l'intensité de saturation du BCT est d'un facteur 10 alors que pour le $BaTiO_3$, elle est d'un facteur 100 (Figure 3-38).

Ces simulations sont cohérentes avec nos résultats expérimentaux. Le fait que l'intensité de saturation varie peu avec le paramètre N_{ad} explique sans doute que nous n'ayons pas pu mesurer expérimentalement cette variation.

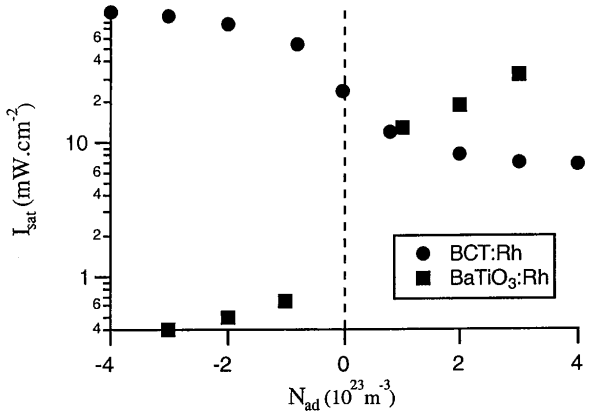


Figure 3-38 : Dépendance de l'intensité de saturation avec le paramètre N_{ad} à partir du modèle à trois niveaux développé pour BCT:Rh. Comparaison avec la courbe calculée pour $BaTiO_3$:Rh 1000 ppm (Figure 3-5).

Effet sur la densité effective de pièges

Nous avons simulé de la même façon la dépendance de la densité effective de pièges avec le paramètre N_{ad} (Figure 3-39).

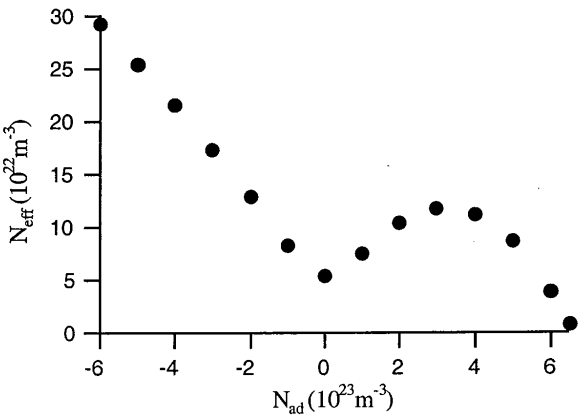


Figure 3-39 : Dépendance de la densité effective de pièges avec le paramètre N_{ad} dans un cristal de BCT:Rh. Résultats obtenus par simulation d'après un modèle à trois niveaux.

Ces simulations indiquent qu'il doit être possible d'augmenter la densité effective de pièges du cristal en le réduisant ce qui correspondrait d'après la figure 3-37 à augmenter la concentration en Rh^{3+} et en Fe^{3+}.

II.4.c. Conclusion

Dans cette partie, nous avons donc mis en évidence que le codopage sodium et l'oxydation agissent de façon très différente sur BCT:Rh et $BaTiO_3$:Rh. Ces différences sont dues à la présence non négligeable de fer dans le cristal de BCT:Rh. Elles se manifestent surtout au niveau de l'intensité de saturation qui varie de façon opposée dans $BaTiO_3$:Rh et BCT:Rh. Ainsi, elle diminue lorsqu'on oxyde le cristal de BCT:Rh. Par ailleurs, d'après nos simulations, les traitements d'oxydation ou de réduction ont peu d'influence sur ce paramètre puisqu'il ne varie que d'un facteur 10 là où il variait d'un facteur 100 dans $BaTiO_3$:Rh. Les expériences ont confirmé cette tendance puisque nous n'avons pas pu observer de variation de l'intensité de saturation avec l'oxydation ou le codopage au sodium des cristaux de BCT:Rh. Le problème de l'intensité de saturation reste donc entier. Afin de la diminuer, il est envisageable d'étudier des cristaux plus fortement oxydés mais nos simulations laissent présager que ça ne suffira pas.

II.5. Étude des coefficients électro-optiques à 850 nm

Dans le chapitre 2, nous avons mis en évidence qu'il existait un coefficient de réduction du gain dans les cristaux de BCT. Nous avons attribué ce phénomène à une réduction du champ de charge d'espace due à de la compétition électron-trou ou à une mauvaise polarisation du cristal. Cependant, des interrogations demeurent sur ce phénomène. Cette étude a pour objectif d'essayer de mieux le comprendre.

II.5.a. Mesures en rotation

Afin d'être en mesure de déterminer la présence d'un éventuel facteur de réduction du champ de charge d'espace, nous avons commencé par réaliser des mesures en rotation. Nous avons choisi le cristal taillé à 45 ° dopé 2000 ppm au rhodium et 2000 ppm au sodium et de référence B 92. Les mesures ont été effectuées suivant la même procédure que celle décrite dans le chapitre 2 (paragraphe III.1). La source utilisée était une diode laser DBR à 850 nm et la densité de puissance était suffisante pour saturer le gain d'après les mesures effectuées dans le paragraphe II.4.a de ce chapitre. Nous avons effectué les mesures de gain en polarisation ordinaire pour un pas de réseau de 2 μm^{-1} (Figure 3-40). En polarisation extraordinaire, nous avons rencontré les

mêmes problèmes qu'à 514 nm puisque nous avons été gênés par le beam-fanning. Nous n'avons donc pas pu réaliser de mesures avec cette polarisation.

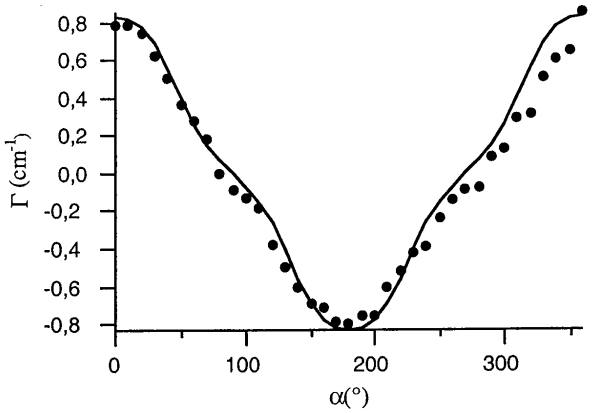


Figure 3-40 : Gain en fonction de l'angle de rotation α pour le cristal B92 taillé à 45 ° en polarisation ordinaire à 850 nm. Les simulations concordent avec les points expérimentaux avec un coefficient de réduction du gain de 50 %.

Nous avons alors utilisé les paramètres déterminés au chapitre précédent (Tableau 2-4). Ces paramètres peuvent être considérés comme quasiment indépendant de la longueur d'onde entre 532 et 850 nm. En effet, leur dépendance avec la longueur d'onde est très importante aux faibles longueurs d'onde mais est ensuite quasiment inexistante [Bernasconi 95]. Avec un coefficient de réduction du gain de 50 %, nous avons obtenu une bonne adéquation entre la théorie et l'expérience (Figure 3-40). Ces expériences indiquent donc qu'un coefficient de réduction du gain de 50 % existe dans ce cristal à 850 nm.

En conclusion, ce coefficient de réduction est identique à 532 nm et à 850 nm. Cette constation indique une origine cristallographique telle que la présence de domaines à 180 ° réduisant le gain. En effet, il est très peu probable que le coefficient de compétition électron-trou soit le même à deux longueurs d'onde si différentes puisque nous nous sommes assurés que le sens du transfert d'énergie est le même à ces deux longueurs d'onde. Cette origine cristallographique pourrait être la présence de domaines à 180 ° réduisant le gain.

II.5.b. Détermination des coefficients électro-optiques

Nous réalisons les mêmes expériences que celles décrites dans le chapitre 2 (paragraphe II.2.c) à 850 nm avec une diode DBR. L'intensité est toujours suffisante pour sature le gain.

Détermination de $r_{22}^{eff}(0)$ et $r_{33}^{eff}(0)$

Nous effectuons des mesures du gain en fonction du pas du réseau pour les deux polarisations ordinaire et extraordinaire pour le cristal B 92.1.1.1, qui est issu de la même boule que le cristal taillé à 45 °. Il est donc aussi codopé rhodium et sodium à 2000 ppm. Les résultats sont présentés sur la figure 3-41.

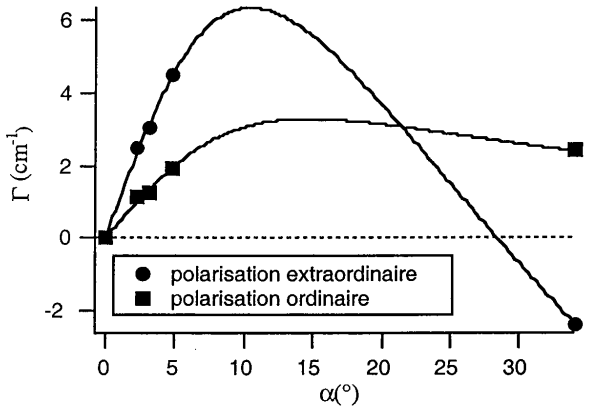


Figure 3-41 : Gain en fonction du pas du réseau en polarisations ordinaire et extraordinaire pour le cristal B 92.1.1.1.

Les données expérimentales sont ajustées et on obtient $r_{22}^{eff}(0) = 19,5\ \text{pm.V}^{-1}$ et $r_{33}^{eff}(0) = 46,7\ \text{pm.V}^{-1}$. Au passage, nous avons également obtenu la densité effective de pièges $N_{eff} = 5 \times 10^{22}\ \text{m}^{-3}$.

Nous constatons que nos résultats ne sont en accord avec les résultats trouvées précédemment pour l'échantillon B 69 que si on introduit un coefficient de réduction d'environ 0,5 sur le champ de charge d'espace (Tableau 3-16).

Tableau 3-16 : Valeurs des coefficient électro-optiques r_{22}^{eff} et r_{33}^{eff} à 532 et 850 nm.

	Mesure à 532 nm dans le cristal B69 en considérant un coefficient de réduction de 0,5	Mesure à 850 nm dans le cristal B92.1.1.1 en considérant un coefficient de réduction de 0,5	Calcul selon le modèle du chapitre 2
$r_{22}^{eff}(0)$	44 pm.V^{-1}	39 pm.V^{-1}	34 pm.V^{-1}
$r_{33}^{eff}(0)$	110 pm.V^{-1}	94 pm.V^{-1}	107 pm.V^{-1}

Détermination de r_{42}^{T}

Nous avons aussi mesuré le coefficient électro-optique r_{42}^{T} par la même technique que dans le chapitre 2 (paragraphe II.2.c). Nous avons réalisé ces mesures sur les cristaux dopés au rhodium à 1000 et 2000 ppm de référence B 76.10.1.2. et B 78.1.2 (Figure 3-42).

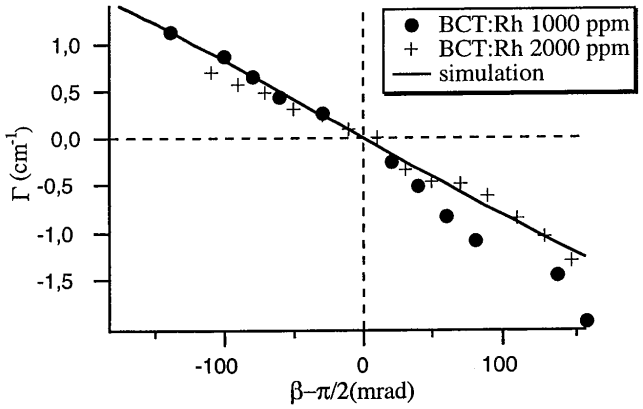


Figure 3-42 : Gain photoréfractif expérimental et simulé en polarisation extraordinaire en fonction de l'angle β entre le vecteur réseau et l'axe $\vec{c}$ pour les cristaux dopés 1000 et 2000 ppm.

Pour exploiter ces mesures, nous avons utilisé le modèle mis au point dans le chapitre 2 avec les paramètres du tableau 2-5. Nous avons alors simulé la dépendance du gain en polarisation extraordinaire avec l'angle β entre le vecteur réseau et l'axe $\vec{c}$. La figure montre qu'avec un facteur de réduction du gain de 50 %, nous obtenons un bon accord avec les résultats expérimentaux.

Le même coefficient de réduction existe donc dans le cristal B 92 taillé à 45 ° et dans le cristal B 92.1.1.1, identique du point de vue du dopage mais taillé à 0 °. Cela indiquerait une origine

non cristallographique de ce coefficient de réduction puisqu'il serait le même dans deux cristaux taillés différemment et qu'il est peu probable que la quantité de domaines à 180° soit la même dans les deux cristaux.

II.5.c. Dépendance de r_{22}^{eff} avec le taux de dopage

Les mesures de gain en fonction du pas réalisées sur les cristaux dopés de 220 à 10000 ppm ont mis en évidence une dépendance du coefficient électro-optique effectif r_{22}^{eff} avec le taux de dopage. En utilisant les résultats des tableau 3-7 et 3-13, nous pouvons tracer la dépendance de ce paramètre avec le dopage (Figure 3-43).

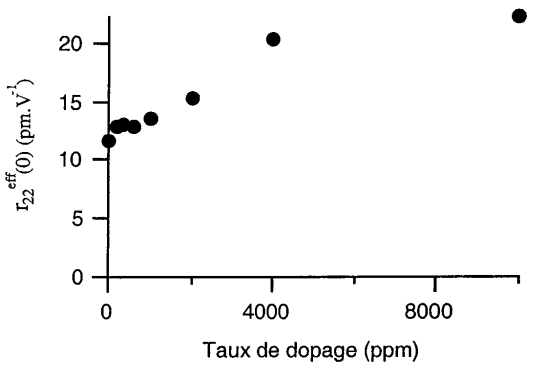


Figure 3-43 : Dépendance du paramètre r_{22}^{eff} avec le taux de dopage à 850 nm.

Comme le coefficient électro-optique ne doit pas dépendre du dopage, cela indique une influence du transport de charges (de type compétition électron-trou) sur le coefficient de réduction. Toutefois, ces mesures restent à confirmer, cette dépendance pouvant être entièrement fortuite.

II.5.d. Conclusion

Les mesures de coefficients électro-optiques réalisées à 850 nm donnent des résultats cohérents avec le modèle du chapitre 2 ainsi qu'avec les résultats expérimentaux à 532 nm, quant aux dépendances angulaires et aux valeurs relatives dans les deux polarisations.
Cependant, la présence du facteur de réduction donne lieu à des interprétations qui sont, pour l'instant, contradictoires. En effet, certains résultats semblent indiquer une origine

cristallographique (du type domaines ferroélectriques à 180 °) alors que d'autres indiquent une influence du transport de charge (du type compétition électron-trou).
Ce phénomène de réduction du gain n'est donc pas élucidé par les expériences réalisées jusqu'ici. Une étude complémentaire est nécessaire. On peut imaginer d'étudier les cristaux en rotation à d'autres longueurs d'onde et également d'étudier plus de cristaux par cette méthode.
Il est important de noter que nous avons également observé ce phénomène de réduction du gain à 850 nm dans les cristaux de $BaTiO_3$:Rh étudiés dans la première partie. Dans la littérature sur $BaTiO_3$, les résultats obtenus par mesures photoréfractives sur les coefficients électro-optiques sont toujours inférieurs aux résultats obtenus par d'autres types de mesure (électro-optique) et aux résultats calculés [Zgonik 94].

III. Premiers résultats obtenus sur le cristal de BCT:Rh à 1,06 µm

La longueur d'onde de 1,06 µm est celle des lasers Nd:YAG, ce qui la rend intéressante pour de nombreuses applications. Il a été démontré que le $BaTiO_3$:Rh fonctionne bien à cette longueur d'onde et qu'il peut être utilisé notamment pour la correction d'aberration dans un laser YAG [Huot 98 (1), 00]. C'est pourquoi, il est intéressant de savoir si le cristal de BCT:Rh, qui ne présentera pas l'inconvénient de la température de transition comme le $BaTiO_3$:Rh, peut permettre le même type d'applications. Nous avons donc entrepris une première étude rapide de ce cristal à 1,06 µm.

III.1. Résultats expérimentaux

Pour cette étude, nous disposons d'un laser Nd:YAG monomode de 100 mW de puissance. Notre objectif est de montrer que le BCT:Rh est sensible à 1,06 µm. Nous avons donc effectué des mesures de couplage deux ondes en géométrie contrepropageante afin de déterminer le gain photoréfractif. Nous avons choisi le cristal le plus fortement dopé pour effectuer ces mesures, à savoir le BCT:Rh 10000 ppm, pour que l'absorption à cette longueur d'onde ne soit pas trop faible et donc que le temps de réponse ne soit pas trop grand. Nous déduisons du spectre d'absorption de ce cristal que son absorption à 1,06 µm vaut environ 0,2 cm^{-1}. De plus, la forte densité effective de pièges mesurée à 850 nm laisse espérer un gain important en géométrie contrepropageante à 1,06 µm, ce qui facilitera la mesure.
Nous avons effectué deux types de mesures pour déterminer le gain photoréfractif. D'une part, nous avons mesuré l'atténuation du faisceau signal, ce qui nous a permis de calculer de façon

classique le gain photoréfractif (Eq. 2-2). D'autre part, nous avons mesuré l'effacement du réseau et la diminution de l'amplitude du faisceau diffracté lorsqu'on coupe le faisceau signal. L'avantage de la seconde mesure est qu'elle ne résulte pas de phénomènes d'interférences inhérents au transfert d'énergie et les courbes obtenues sont donc plus stables (Figure 3-44), car non perturbées par d'éventuelles vibrations du montage. Par contre, elle requiert des gains importants puisque l'efficacité de diffraction varie comme $\left(1-e^{\frac{\Gamma\ell}{2}}\right)$, qui sera très faible à faible gain. Cette technique est utile ici du fait que la cinétique du transfert d'énergie est très lente. Expérimentalement, le gain s'obtient de la façon suivante [Delaye 95] :

$$\Gamma_{diff} = \frac{2}{\ell}\ln\left(1-\sqrt{\frac{I_{diff}}{I_{signal}}}\right) \tag{3-16}$$

où I_{diff} est l'intensité diffractée par la pompe lorsqu'on coupe le signal et I_{signal} est l'intensité signal sans faisceau pompe.
Nous rappelons que le gain classique se définit comme :

$$\Gamma_{TBC} = \frac{1}{\ell}\ln\left(\frac{I_{att}}{I_{signal}}\right) \tag{3-17}$$

avec les notations de la figure 3-44. Nous obtenons donc pour chaque mesure, deux valeurs du gain.
En raison de la faible puissance du laser, nous avons dû focaliser les faisceaux. Nous avons donc mesuré la dépendance du gain avec l'intensité pour être certains que nous saturions bien le gain. Nous voyons d'après la figure 3-45 que nous avions suffisamment de puissance pour saturer le gain. L'intensité est donnée en unité arbitraire car il était difficile d'évaluer sa valeur absolue du fait de la focalisation et de la difficulté d'évaluer le diamètre de la tache de focalisation. Par ailleurs, le temps de réponse très grand ne permettait pas d'optimiser le recouvrement des faisceaux dans le cristal. C'est pourquoi un alignement préliminaire des faisceaux a été réalisé par une mesure dans un cristal de CdTe, qui permettait une optimisation du gain en raison de sa constante de temps très rapide. Le cristal de CdTe était disposé à côté du BCT. L'optimisation de la superposition des faisceaux était effectuée dans le CdTe puis les cristaux placés sur une platine de translation étaient déplacés jusqu'à ce que les faisceaux passent dans BCT avec une superposition optimale.

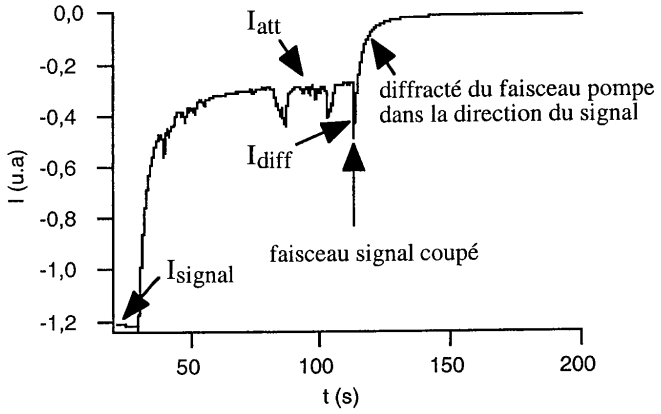


Figure 3-44 : Atténuation du faisceau signal par transfert d'énergie puis décroissance du faisceau pompe diffracté par le réseau lorsqu'on coupe le signal.

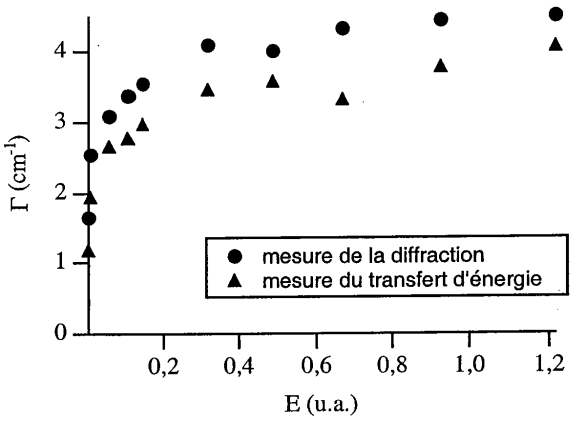


Figure 3-45 : Dépendance du gain avec l'éclairement incident mesuré par deux techniques différentes.

Nous n'obtenons pas exactement les mêmes valeurs absolues par les deux techniques de mesure citées précédemment mais la dépendance avec l'intensité est identique. Nous ne connaissons pas la raison de cette différence. Cependant, nous pouvons conclure de ces mesures que le gain photoréfractif en contrepropageant à 1,06 µm est de l'ordre de 4 cm^{-1}. Le gain mesuré en

régime d'amplification étant identique, nous mesurons bien un transfert d'énergie photoréfractif.

Nous avons également déduit de ces mesures la dépendance du temps de réponse avec l'intensité incidente (Figure 3-46). Le temps de réponse est calculé en effectuant un ajustement de la courbe de décroissance du faisceau pompe diffracté par une fonction exponentielle. Les points expérimentaux ont été ajustés par une fonction du type $E^{-\alpha}$ et nous avons obtenu $\alpha = 1$, ce qui correspond à la dépendance classique du temps de réponse avec l'intensité dans le $BaTiO_3$:Rh [Kaczmarek 99, Huot 97 (1)].

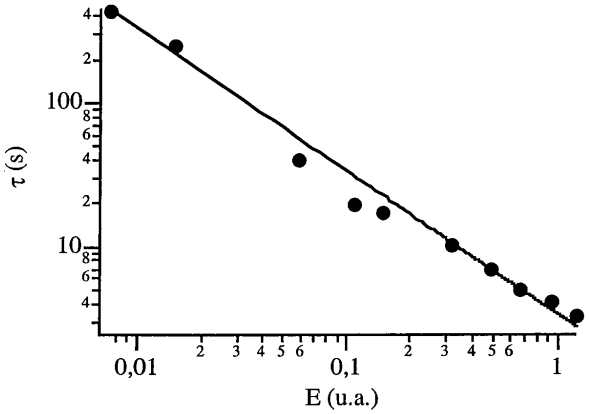


Figure 3-46 : Dépendance du temps de réponse avec l'éclairement. Nous avons ajusté les points expérimentaux par une fonction en $E^{-\alpha}$ et nous avons trouvé $\alpha=1$.

III.2. Confrontation avec les expériences à 850 nm

Les expériences à 850 nm nous ont permis de déterminer la densité effective de pièges ainsi que le coefficient électro-optique effectif du cristal de BCT:Rh à 10000 ppm. Nous avions déterminé $N_{eff} = 19,6 \times 10^{22}\ m^{-3}$ et $r_{22}^{eff}(0) = 22,2\ pm.V^{-1}$. En supposant que ces valeurs ne changent pas lorsqu'on passe de 850 nm à 1,06 µm, nous pouvons calculer le gain théorique en géométrie contrepropageante à 1,06 µm d'après les formules 2-3 et 2-4 à saturation en intensité ($\eta(I) = 1$). Nous obtenons un gain théorique de 5,8 cm^{-1}, donc plus élevé que le gain expérimental. Ces mesures ont dues être réalisées en focalisant les faisceaux afin de saturer le gain et cela peut être à l'origine de problèmes de recouvrement des faisceaux. Le gain est donc probablement sous-estimé.

Quoi qu'il en soit, l'ordre de grandeur correspond entre la théorie et l'expérience. Les résultats obtenus sont encore préliminaires et doivent être confirmés par des expériences plus poussées, qui seront réalisées dans l'avenir.

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence du dopage au rhodium sur des cristaux de BCT:Rh à 850 nm. Cette étude nous a permis de mettre en évidence la présence de fer en grande quantité dans ces cristaux. Cette découverte nous a permis de développer un modèle permettant de prédire l'effet photoréfractif dans les cristaux de BCT:Rh. Ce modèle fait intervenir deux niveaux de rhodium et un niveau de fer et nous l'avons développé à partir des modèles existant pour le $BaTiO_3$:Rh et de nos résultats expérimentaux sur le cristal de BCT:Rh.

La présence du fer dans les cristaux de BCT a pour effet de masquer l'effet du rhodium, qui donc n'augmente pas la sensibilité des cristaux dans les gammes de dopage utilisées pour le $BaTiO_3$:Rh (jusqu'à 2000 ppm). En utilisant notre modèle de simulation, nous avons pu constater qu'une augmentation du taux de dopage au rhodium devrait améliorer cette sensibilité. Nous avons pu confirmer cette tendance par des mesures sur des cristaux dopés 4000 et 10000 ppm, qui ont montré une sensibilité accrue à 850 nm.

Cependant, les forts taux de dopage n'ont pas permis de résoudre un problème majeur qui risque de se poser dans le cadre de notre application, celui de l'intensité de saturation. En effet, nous avons pu constater expérimentalement que l'intensité de saturation est très élevée dans ces cristaux. En effet, elle est d'environ 100 fois plus élevée que dans un cristal de $BaTiO_3$:Rh. Ces résultats sont corroborés par les simulations.

Afin de résoudre ce problème, nous avons envisagé de traiter les cristaux par oxydation ou par codopage sodium. Nous avons étudié expérimentalement plusieurs cristaux avec différents traitements mais nous n'avons constaté aucune amélioration notable de l'intensité de saturation. Cependant, d'après les simulations, il devrait être possible de gagner un ordre de grandeur sur ce paramètre en oxydant le cristal suffisamment. Nous pourrions ainsi atteindre une valeur acceptable pour les applications d'environ 4 $mW.cm^{-2}$. Mais la meilleure solution pour diminuer fortement l'intensité de saturation reste, comme nous l'avons montré, la diminution voire la suppression du fer dans ces cristaux. En effet, cela nous permettrait de gagner plus de 3 ordres de grandeur sur ce paramètre. Pour y parvenir, il est nécessaire de comprendre l'origine du fer qui s'insère dans ces cristaux et une étude sur ce point devra être réalisée.

Dans ce chapitre, nous avons également mesuré les coefficients électro-optiques à 850 nm afin d'éclaircir l'origine du facteur de réduction du champ de charge d'espace observé à 532 nm.

Nous avons constaté que les différentes expériences ne nous ont pas permis de discriminer entre une origine cristallographique ou une origine liée au dopage. En effet, nos différents résultats semblent contradictoires. C'est pourquoi des études complémentaires avec d'autres cristaux et à d'autres longueurs d'onde sont nécessaires pour élucider ce point.

Enfin, nous avons montré que le cristal dopé 10000 ppm est sensible à la longueur d'onde 1,06 µm. Les valeurs de gain obtenues en contrepropageant sont globalement en accord avec les résultats obtenus à 850 nm sur le même cristal. Après cette première démonstration de la sensibilité de BCT à cette longueur d'onde importante technologiquement de 1,06 µm, nous poursuivrons ces caractérisations.

Conclusion de l'étude de BCT et perspectives

Nous avons mis en évidence dans cette partie que les cristaux de BCT ont des propriétés photoréfractives qui les rendent intéressants pour de nombreuses applications où ils sont susceptibles de remplacer les cristaux de $BaTiO_3$.

Les cristaux de BCT sont particulièrement faciles à obtenir car leur croissance peut se faire à la composition congruente, ce qui n'est pas le cas du $BaTiO_3$ qui croît dans un excès de TiO_2. Ainsi, le BCT a l'avantage de croître plus rapidement et aussi d'être plus homogène du point de vue cristallin.

L'avantage majeur du BCT est qu'il est en phase quadratique de -120 ° à +98 °C alors que le $BaTiO_3$ est détruit à température ambiante par une transition de phase vers la phase orthorhombique.

En ce qui concerne les propriétés intrinsèques du cristal, les cristaux de BCT et de $BaTiO_3$ sont dans la même classe de symétrie à température ambiante et leur tenseur de coefficients électro-optiques a donc la même forme, avec trois coefficients non nuls r_{13}, r_{33} et r_{42}. Les deux premiers coefficients électro-optiques sont plus élevés dans le BCT (r_{13}^T = 33 pm.V^{-1} et r_{33}^T = 170 pm.V^{-1}) que dans le $BaTiO_3$ (r_{13}^T = 8 pm.V^{-1} et r_{33}^T = 105 pm.V^{-1} [Zgonik 94]), tandis que le dernier est 3 fois plus fort dans le $BaTiO_3$ (r_{42}^T= 453 pm.V^{-1} dans le BCT et r_{42}^T = 1300 pm.V^{-1} dans le $BaTiO_3$ [Zgonik 94]). Ce dernier point est désavantageux pour le BCT car le coefficient r_{42}^T est celui qui est utilisé dans les applications telles que la conjugaison de phase. Cependant, la valeur de ce coefficient reste élevée par rapport aux valeurs des coefficients électro-optiques de matériaux comme le niobate de potassium (r_{33}^T = 360 pm.V^{-1}) ou le niobate de baryum strontium (r_{33}^T = 235 pm.V^{-1}). De plus, l'observation de beam-fanning dans les cristaux de BCT indique qu'il devrait être possible d'obtenir de la conjugaison de phase. En raison de la plus faible valeur du coefficient r_{42}^T, on peut s'attendre à ce que les contraintes d'alignement des faisceaux soient plus fortes que dans le $BaTiO_3$.

Enfin, les cristaux étudiés présentaient un gain réduit par rapport à la théorie. L'origine de ce facteur de réduction est encore inconnue et les futures mesures devront s'attacher à l'identifier, pour, au final, essayer de le supprimer. En effet, nous avons constaté que les résultats expérimentaux trouvés dans le BCT sont inférieurs d'un facteur 2 à ceux donnés par la théorie. Or ce phénomène a été observé dans des cristaux de $BaTiO_3$ à 515 nm [Zgonik 94] et à 850 nm dans nos mesures de la première partie du chapitre 3.

L'étude de la sensibilité du cristal de BCT:Rh à 850 nm nous a permis de mettre en évidence des différences importantes entre le $BaTiO_3$ et le BCT au niveau du transfert de charges. En effet, nous avons montré que les cristaux de BCT contiennent du fer en grande quantité. Ainsi, il est nécessaire de doper les cristaux très fortement avec du rhodium pour remarquer une

amélioration de leur sensibilité. La différence majeure entre les cristaux de BCT:Rh et de $BaTiO_3$:Rh concerne l'intensité de saturation qui est beaucoup plus élevée dans le BCT:Rh (un facteur 100), ce qui a pour conséquence d'élever considérablement la puissance nécessaire à la mise en oeuvre de fonctions telles que le miroir à conjugaison de phase. En ce qui concerne le temps de réponse, nous avons obtenu une valeur de l'ordre de 10 s pour une intensité de 1 $W.cm^{-2}$ pour tous les cristaux quel que soit leur dopage. Nous avons effectué des mesures du temps de réponse dans des cristaux de $BaTiO_3$:Rh dans la première partie du chapitre 3. Pour le cristal uniquement dopé au rhodium (Y32-B, 2000 ppm), nous avons obtenu 36 s pour la même densité de puissance. Mais il faut souligner que l'ajout de sodium diminue considérablement le temps de réponse dans $BaTiO_3$:Rh puisque le temps de réponse mesuré sur le cristal X17 6/3 est de 6s pour la même intensité. Au final, on obtient des cristaux qui ont des temps de réponse du même ordre. Enfin, nous avons montré que le dopage au rhodium rend les cristaux de BCT sensibles à 1,06 µm, ce qui était également le cas pour $BaTiO_3$ [Huot 97 (1), 98 (1)].

Les coefficients électro-optiques du cristal de BCT en font un bon candidat au remplacement du $BaTiO_3$. Nous avons montré que le dopage au rhodium améliore la sensibilité des cristaux de BCT dans le proche infrarouge (850 nm-1,06 µm), ce qui est intéressant pour de nombreuses applications comme la correction d'aberrations par conjugaison de phase [Huot 98 (2)] ou la sélection de mode en cavité laser [Huot 99]. Cependant, en ce qui concerne l'application que nous envisageons pour ce cristal, à savoir un miroir à double conjugaison de phase inséré dans un gyromètre à fibre, l'intensité de saturation élevée dans BCT pose un problème majeur puisque le système doit fonctionner avec des intensités incidentes faibles sur le cristal . Pour tenter de résoudre ce problème, il serait intéressant de tester d'autres types de dopants comme le cobalt, qui a donné des résultats intéressants dans $BaTiO_3$ avec une sensibilité dans le très proche infrarouge [Rytz 90 (1) et (2)] et des temps de mémorisation dans le noir très long (ce qui correspond à des valeurs de l'intensité de saturation très faibles).

Cependant, de nombreux points restent à élucider sur BCT.

Il serait tout d'abord intéressant d'effectuer des mesures des coefficients électro-optiques et piézo-électriques indépendantes afin de confirmer nos résultats.

De plus, une mesure en rotation avec un cristal taillé à 45 ° plus fin en polarisation extraordinaire nous apporterait des informations sur la valeur du paramètre r_{42}.

D'autre part, il faut poursuivre l'étude amorcée à 1,06 µm. Cette longueur d'onde est intéressante puisqu'il est probable que le fer intervienne de façon différente à cette longueur d'onde.

Par ailleurs, il est nécessaire de comprendre l'origine du fer dans les cristaux de BCT afin de le supprimer.

Enfin, il serait intéressant d'étudier d'autres type de dopants comme le cobalt qui permettrait peut-être de résoudre le problème de l'intensité de saturation élevée qui se pose dans le cristaux de BCT:Rh.

PARTIE 3

MISE AU POINT D'UN GYROMÈTRE À FIBRE À CONJUGAISON DE PHASE

Chapitre 4 : Réalisation et optimisation d'un miroir à double conjugaison de phase à 850 nm

Chapitre 5 : Démonstration de la faisabilité d'un gyromètre à fibre à conjugaison de phase

CHAPITRE 4

Réalisation et optimisation d'un miroir à double conjugaison de phase à 850 nm

Notre objectif est d'insérer un miroir à double conjugaison de phase dans un gyromètre à fibre. Comme nous l'avons détaillé dans le premier chapitre, l'insertion du miroir à conjugaison de phase dans ce système a pour objectif de réduire les contraintes au niveau de la fibre utilisée. En effet, il n'est pas possible actuellement d'utiliser de la fibre standard monomode ou multimode dans un gyromètre à fibre car le recouplage de la lumière ne serait pas toujours réalisé dans le coupleur monomode qui assure la réciprocité du système. L'intérêt de la conjugaison de phase est qu'elle permet d'assurer qu'une intensité non nulle soit toujours recouplée dans le coupleur monomode et arrive sur le détecteur du gyromètre quel que soit le type de fibre utilisé.
Cependant, pour qu'un miroir à conjugaison de phase puisse être utilisé dans un gyromètre, il doit satisfaire certains critères. Dans ce chapitre, nous allons définir ces critères puis nous allons présenter l'étude que nous avons réalisée sur ce système afin qu'il les satisfasse au mieux.

I. Le miroir à double conjugaison de phase

I.1. Rappel du principe

Le principe du miroir à double conjugaison de phase est décrit à la page 17 et sa configuration est rappelée sur la figure 4-1.

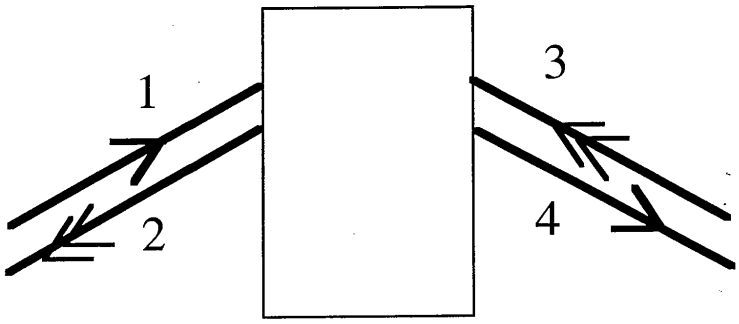


Figure 4-1 : Modélisation du MDCP.

I.2. Configurations intéressantes proposées dans la littérature

La configuration du miroir à double conjugaison de phase fut proposée et modélisée en 1984 [Cronin-Golomb 84]. Cependant, cette proposition s'accompagnait de la certitude que le système ne pouvait pas fonctionner.

La première observation expérimentale fut réalisée avec un cristal de $BaTiO_3$ [Weiss 87] à 488 nm puis fut complétée par une étude reprenant la même expérience publiée par la même équipe [Sternklar 86]. La configuration utilisée est représentée sur la figure 4-2.

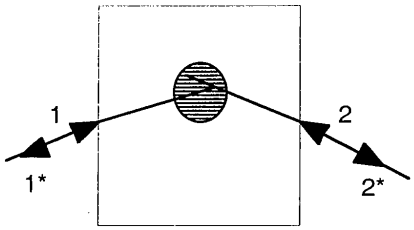


Figure 4-2 : Première géométrie de MDCP proposée par Cronin-Golomb et al. en 84 et réalisée par Weiss et al. en 87.

A partir de là, d'autres géométries dérivées de la première furent proposées. Smout et al. [Smout 87] analysèrent le fonctionnement de ce qu'ils appelèrent le "mutually incoherent beam coupler" (Figure 4-3) qui fait intervenir deux faisceaux incidents sur la même face du cristal . La diffusion amplifiée du faisceau 1 dans la direction de l'axe c subit alors 2 réflexions et est ainsi contrapropagative à la diffusion amplifiée du faisceau 2. Seul subsiste un réseau commun aux deux faisceaux correspondant au réseau qui minimise le seuil et deux faisceaux conjugués en phase sont créés.

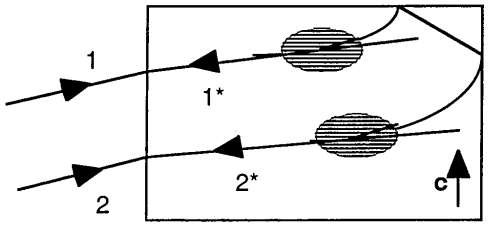


Figure 4-3 : Mutually incoherent beam coupler proposé par Smout et al.

Le même type d'interprétation permit à Ewbank [Ewbank 88] d'expliquer le fonctionnement de ce qu'il appela le "bird-wing phase conjugator" (Figure 4-4). Le fonctionnement de ce système ne diffère du précédent que par le fait que les faisceaux entrent par deux faces opposées et qu'ainsi, une seule réflexion interne est suffisante.

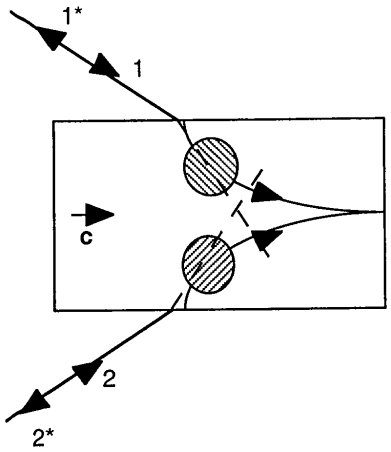


Figure 4-4 : Bird-wing phase conjugator proposé par Ewbank.

Les configurations décrites sur les figures 4-3 et 4-4 sont des configurations à deux régions d'interaction, qui nécessitent un gain plus élevé pour fonctionner. Elles sont équivalentes à deux MDCP se faisant face et constituent des systèmes bistables. Cependant, les trois configurations décrites précédemment furent regroupées sous le nom de "mutually pumped phase conjugators" [Yeh 88]. En effet, elles possèdent malgré tout des caractéristiques communes puisqu'elles font toutes intervenir deux faisceaux incidents qui n'ont pas besoin d'être cohérents et qui interagissent dans le cristal (avec ou sans réflexions internes et avec une ou plusieurs zones d'interaction) pour créer deux ondes conjuguées en phase, chacune d'elles tirant son énergie du faisceau opposé.

En 1990, Cronin-Golomb [Cronin-Golomb 90] montra que tous les miroirs à conjugaison de phase autopompés (sauf le miroir linéaire [Cronin-Golomb 84]) fonctionnant avec des réseaux en transmission pouvaient être décrit par des miroirs à double conjugaison de phase.

D'autres géométries furent présentées dans la littérature. Wang et al. proposèrent la configuration "modified bridge" en 1989 [Wang 89]. En 1990, Sharp et al. proposèrent la configuration "bridge" et Ewbank et al. [Ewbank 90] la configuration "frog-legs", toutes deux basées sur l'existence de 2 zones de mélange à 4 ondes dans le cristal. Wolffer et al. proposèrent une configuration à deux cristaux dans laquelle chacune des deux zones d'interaction est située dans l'un des cristaux [Wolffer 92]. Cette configuration est équivalente au MDCP de la figure 4-2 car les faisceaux incidents traversent les deux régions d'interaction

(contrairement à ce qui se passe dans les configurations des figures 4-3 et 4-4). Chang et al. [Chang 95, 97] proposèrent la configuration "fish-head" en 1995 et les configurations "fish and ray" en 1997.

Les différentes géométries de miroirs à double conjugaison de phase reposent majoritairement sur des réseaux par transmission [Weiss 87] qui sont ceux qui donnent les plus forts gains mais l'utilisation de réseaux par réflexion est aussi possible [Sternklar 95].

En parallèle des géométries d'implantation du MDCP, différents modèles théoriques furent développés pour en décrire le fonctionnement. Tout d'abord, Cronin-Golomb et al. [Cronin-Golomb 84] proposèrent une modélisation à une dimension (correspondant à la direction de propagation des faisceaux). Ce modèle simple met en évidence un certain nombre de propriétés du MDCP (seuil en gain, transmission, réflectivité) mais ne permet pas de rendre compte des phénomènes tels que la conjugaison de phase imparfaite et ne permet donc pas de définir la fidélité de la conjugaison de phase. Par la suite, Eliseev et al. [Eliseev 91] proposèrent une analyse à deux dimensions tenant compte de la non-colinéarité des faisceaux incidents ainsi que de la forme de leur zone de recouvrement. Une étude complète présentant tous ces modèles fut publiée par Tikhonchuk et Zozulya en 1991 [Tikhonchuk 91].

De nombreuses applications furent proposées pour les MDCP. La première fut celle du remplacement du miroir de fond de cavité d'un laser pour corriger les aberrations [Cronin-Golomb 84]. Il fut également proposé de réaliser l'asservissement de lasers par l'utilisation d'un MDCP [Sternklar 86, Shimura 93]. La faculté d'auto-alignement du MDCP [Cronin-Golomb 89] est à l'origine d'applications telles que des interconnexions optiques entre fibres monomodes. Un montage d'interconnexions du type 1 vers 1 parmi N a été mis en oeuvre grâce à un système à deux cristaux photoréfractifs [Wolffer 99] et un couplage entre une fibre multimode et une fibre monomode a été réalisé grâce à un MDCP [Chiou 95].

Le cristal le plus utilisé pour réaliser des miroirs à double conjugaison de phase est le titanate de baryum [Weiss 87, Smout 87, Ewbank 88, Wang 89]. Le cristal de SBN fut également utilisé [Sharp 90, Ewbank 90] de même que des cristaux semi-conducteurs tels que InP:Fe ou des sillénites comme le BTO ont également été utilisés par Wolffer et al. dans une configuration à deux cristaux [Wolffer 92, 99].

I.3. Modélisation

Le modèle que nous présentons ici est le modèle de base à une dimension. Bien qu'il ne permette pas de rendre compte de tous les phénomènes qui interviennent dans le MDPC, il permet d'avoir une idée du fonctionnement de ce système et de définir différents paramètres utiles comme le seuil, la transmission, la réflectivité, etc...

I.3.a. Modélisation du mélange à 4 ondes

A la base de tout montage de conjugaison de phase photoréfractif, il y a le mélange à quatre ondes [Hellwarth 77]. Afin de modéliser les phénomènes qui décrivent le miroir à double conjugaison de phase, nous avons commencé par écrire les équations couplées qui décrivent le mélange à quatre ondes et ensuite, nous avons étudié le cas particulier du miroir à double conjugaison de phase [Cronin-Golomb 84, Pauliat 00].

On considère 4 ondes quasi-planes incidentes sur un cristal photoréfractif (Figure 4-5) :

$$\vec{E}_i = \frac{1}{2}\left[A_i \hat{e}_i e^{-i(wt-\vec{k}_i.\vec{r})} + c.c\right] \tag{4-1}$$

A priori, 6 réseaux ($\vec{k}_r^{i,j} = \vec{k}_i - \vec{k}_j$) peuvent s'inscrire dans le matériau. Nous allons uniquement considérer les réseaux par transmission : $\vec{k}_r^{3,2}$ et $\vec{k}_r^{4,1}$. En effet, notre objectif est de décrire un miroir à double conjugaison de phase fonctionnant en transmission.

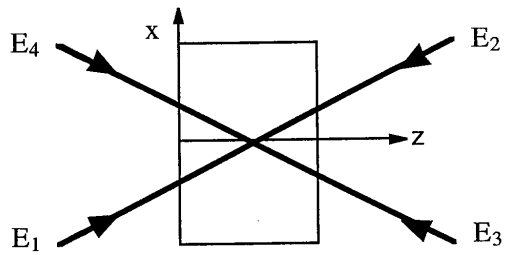


Figure 4-5 : Configuration du mélange à quatre ondes.

Lors du mélange à 4 ondes, les ondes 1 et 4 diffractent sur le réseau créé par 2 et 3 et vice-versa. C'est pourquoi, ces deux réseaux doivent avoir le même vecteur d'onde $\vec{k}_r$. On a donc :

$$\vec{k}_r = \vec{k}_1 - \vec{k}_4 = \vec{k}_3 - \vec{k}_2 \tag{4-2}$$

On considère deux systèmes de diffraction séparés :

- A_1 et A_4 couplées par mélange deux ondes
- A_2 et A_3 couplées par mélange deux ondes

On a mélange à deux ondes pour ces deux systèmes distincts. L'équation de propagation est vérifiée par les deux ondes E_1 et E_4 (resp. E_2 et E_3). Pour la résoudre, on fait l'approximation de l'enveloppe lentement variable et après calcul, on obtient pour les ondes 1 et 4 :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial A_1}{\partial z} = -\dfrac{i2\pi n^3}{4\lambda} r_{eff}^{14} E_{SC} e^{i\varphi} M A_4 \\ \dfrac{\partial A_4}{\partial z} = -\dfrac{i2\pi n^3}{4\lambda} r_{eff}^{14^*} E_{SC} e^{-i\varphi} M^* A_1 \end{cases} \tag{4-3}$$

et de même pour les ondes 2 et 3, où M est la modulation du réseau, φ un déphasage éventuel de ce réseau et n est ici l'indice moyen du milieu. On obtient alors le système de 4 équations qui régit le mélange à 4 ondes :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial A_1}{\partial z} = -\dfrac{i2\pi n^3}{4\lambda} r_{eff}^{14} E_{SC} e^{i\varphi} M A_4 \\ \dfrac{\partial A_2}{\partial z} = -\dfrac{i2\pi n^3}{4\lambda} r_{eff}^{32^*} E_{SC} e^{-i\varphi} M^* A_3 \\ \dfrac{\partial A_3}{\partial z} = -\dfrac{i2\pi n^3}{4\lambda} r_{eff}^{32} E_{SC} e^{i\varphi} M A_2 \\ \dfrac{\partial A_4}{\partial z} = -\dfrac{i2\pi n^3}{4\lambda} r_{eff}^{14^*} E_{SC} e^{-i\varphi} M^* A_1 \end{cases} \tag{4-4}$$

Suivant les conditions aux limites choisies, ce système permet de modéliser différents types de miroir à conjugaison de phase. Nous nous intéresserons spécifiquement au miroir à double conjugaison de phase.

I.3.b. Cas particulier du miroir à double conjugaison de phase

Le miroir à double conjugaison de phase est un cas particulier du cas général de mélange à 4 ondes dans lequel les faisceaux conjugués en phase sont créés à partir de deux faisceaux pompes. Le système d'équations (4-4) établi précédemment pour des réseaux par transmission se réduit à deux équations dans le cas du miroir à double conjugaison de phase si on se place dans l'approximation dite de la "pompe non-atténuée", qui suppose que les deux faisceaux de pompe ne sont pas perturbés par le réseau et restent donc constants et connus. On a alors $A_1(z=0)$ et $A_3(z=\ell)$ connues et $A_2(z=\ell)=0$ et $A_4(z=0)=0$ car ces deux ondes sont créées spontanément par le système. On détermine alors $A_4(z=\ell)$ et $A_2(z=0)$ à l'aide du système (4-5) où l'expression de la modulation M du réseau est explicitée :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial A_2}{\partial z} = \dfrac{i2\pi n^3}{2\lambda} r_{eff}^{32*} E_{SC} e^{-i\varphi} \dfrac{A_1^* A_3 A_4 + I_3 A_2}{I_1 + I_3} \\ \dfrac{\partial A_4}{\partial z} = -\dfrac{i2\pi n^3}{4\lambda} r_{eff}^{14*} E_{SC} e^{-i\varphi} \dfrac{I_1 A_4 + A_3^* A_1 A_2}{I_1 + I_3} \end{cases} \quad (4\text{-}5)$$

On se place dans le cas usuel des matériaux photoréfractifs en régime de diffusion pour lesquels $\varphi = \frac{\pi}{2}$ et on considère que les polarisations des deux faisceaux incidents sont identiques et extraordinaires. On a alors $r_{eff}^{32} = r_{eff}^{14} = r^{eff}$ et la résolution du système d'équations couplées (4-5) nous donne les solutions suivantes [Pauliat 00] :

$$\begin{cases} A_4(z) = A_4(0) \dfrac{(b_1 - a_{22}) e^{(z-\ell)b_1} + (a_{22} - b_2) e^{(z-\ell)b_2}}{(a_{22} - b_2) e^{-b_2 \ell} + (b_1 - a_{22}) e^{-b_1 \ell}} \\ A_2(z) = -a_{24} A_4(0) \dfrac{e^{(z-\ell)b_1} + e^{(z-\ell)b_2}}{(a_{22} - b_2) e^{-b_2 \ell} + (b_1 - a_{22}) e^{-b_1 \ell}} \end{cases} \quad (4\text{-}6)$$

avec

$$\begin{cases} a_{44} = -\dfrac{\omega n^3}{2c} r^{eff} E_{SC} \dfrac{I_1}{I_1 + I_3} \\ a_{42} = -\dfrac{\omega n^3}{2c} r^{eff} E_{SC} \dfrac{A_1 A_3^*}{I_1 + I_3} \\ a_{24} = \dfrac{\omega n^3}{2c} r^{eff} E_{SC} \dfrac{A_1^* A_3}{I_1 + I_3} \\ a_{22} = \dfrac{\omega n^3}{2c} r^{eff} E_{SC} \dfrac{I_3}{I_1 + I_3} \end{cases} \quad (4\text{-}7)$$

et

$$b_{1,2} = \frac{1}{2}\left[(a_{44} + a_{22}) \pm \sqrt{(a_{22} - a_{44})^2 + 4 a_{24} a_{42}} \right] \quad (4\text{-}8)$$

qui se simplifie en :

$$b_1 = a_{22} + a_{44} \text{ et } b_2 = 0 \quad (4\text{-}9)$$

Le système d'équation (4-6) devient donc :

$$\begin{cases} A_4(z) = A_4(0)\dfrac{I_3 - I_1 e^{(z-\ell)(a_{22}+a_{44})}}{I_3 - I_1 e^{-(a_{22}+a_{44})\ell}} \\ A_2(z) = -A_4(0)A_1^* A_3 \dfrac{1 - e^{(z-\ell)(a_{22}+a_{44})}}{I_3 - I_1 e^{-(a_{22}+a_{44})\ell}} \end{cases} \quad (4\text{-}10)$$

On cherche la condition pour laquelle il y a auto-oscillation. Cela correspond à la situation où :

$$A_4(\ell) \neq 0, A_2(0) \neq 0 \quad \text{et} \quad A_4(0) = 0, A_2(\ell) = 0 \quad (4\text{-}11)$$

Ceci est possible uniquement si le dénominateur du système d'équations (4-10) est nul, condition définissant le seuil d'oscillation du MDCP :

$$\frac{1+r}{1-r}\ln r = -\frac{\Gamma\ell}{2} \quad (4\text{-}12)$$

avec $r = \frac{I_3}{I_1}$ et $\Gamma = \frac{2\pi n^3}{\lambda} r^{eff} E_{sc}$.

L'équation (4-12) n'a de solution en $\Gamma\ell$ que si $\Gamma\ell > 4$. D'où la condition d'oscillation du miroir à double conjugaison de phase :

- dans le cas où r = 1 : le seuil est de $\Gamma\ell = 4$, qui est le seuil minimum.
- dans le cas où $r \neq 1$: le seuil vaut :

$$\Gamma\ell = -2\left(\frac{1+r}{1-r}\ln r\right) \quad (4\text{-}13)$$

Il est donc intéressant d'utiliser le MDCP avec deux faisceaux incidents de même intensité afin que le seuil d'oscillation soit minimal.

Le seuil défini par les modèles simples présentés ici correspond au seuil minimum. Dans la pratique, de nombreux facteurs peuvent le faire augmenter. Tout d'abord, le modèle simple ne tient pas compte de l'absorption du cristal. Or, il a été montré [Wolffer 89] que cette absorption augmente le seuil d'oscillation du MDCP. Wolffer et al. ont établi une relation entre le seuil $\Gamma\ell$ et la grandeur $\frac{\Gamma}{2\alpha}$ pour différentes valeurs du rapport des puissances de pompes. Le paramètre important est donc le rapport entre le gain de la configuration MDCP et l'absorption du cristal. Si on prend l'exemple d'un cristal dont l'absorption est 4 fois plus faible que le gain de la

configuration MDCP, le seuil d'oscillation passe à $\Gamma\ell = 5$. Cela pourrait correspondre au cristal X17 6/3 (qui a une absorption de 1,4 cm^{-1}) utilisé dans une configuration où le gain vaut 5,6 cm^{-1}. L'absorption augmente donc le seuil d'oscillation du MDPC de façon non négligeable si le gain est faible.
De plus, Lyubomudrov et al. [Lyubomudrov 92] ont montré que le fait d'utiliser des faisceaux tavelés augmente le seuil d'un facteur 1,5.
En conclusion, le seuil d'oscillation du MDCP est, dans la pratique, souvent supérieur à 4.

I.3.c. Transmission du miroir à double conjugaison de phase

La transmission (T) du MDCP correspond à la fraction en intensité du faisceau incident qui se retrouve dans le faisceau diffracté au niveau du cristal. Pour définir cette transmission, il faut tenir compte des pertes par absorption sur le faisceau incident dans le cristal et elle s'écrit donc :

$$T = \frac{I_4}{I_1 e^{-\alpha\ell}} = \frac{I_2}{I_3 e^{-\alpha\ell}} \tag{4-14}$$

I.3.d. Fidélité de la conjugaison de phase

Le phénomène de reconstruction de fronts d'ondes par conjugaison de phase a été largement étudié mais toujours pour des miroirs à conjugaison de phase parfaits qui ne correspondent pas à la réalité. En effet, un miroir à conjugaison de phase réel peut conjuguer imparfaitement les ondes et ce problème de conjugaison de phase partielle a été abordé récemment [Gu 94, Campbell 95]. C'est pour cette raison qu'il faut définir un paramètre appelé fidélité de la conjugaison de phase qui évalue quelle fraction du faisceau renvoyé par un miroir à conjugaison de phase correspond effectivement à un faisceau conjugué en phase. Ce phénomène de conjugaison de phase partielle n'est pas décrit par notre modèle simple en onde plane (l'onde plane renvoyée est forcément parfaitement conjuguée en phase).
On définit la fidélité de la façon suivante [Zozulya 95] :

$$CF = \frac{\left|\int A_2 A_4 dr\right|^2}{I_2 I_4} \tag{4-15}$$

Pour estimer la valeur de la fidélité de la conjugaison de phase, nous utiliserons la théorie développée par Delaye et al. [Delaye 00] qui démontrèrent que le rapport des fidélités de conjugaison de phase en deux points d'un montage réciproque est égal au rapport des transmissions dans les deux sens :

$$\frac{T(z_1,z_2)}{T(z_2,z_1)} = \frac{CF(z_2)}{CF(z_1)} \qquad (4\text{-}16)$$

Cette technique de mesure de la fidélité permet d'obtenir un résultat plus quantitatif et est plus facile à utiliser que les méthodes proposées précédemment [Petris 93]

I.3.e. Diffraction conique

Nous avons décrit le fonctionnement du miroir à double conjugaison de phase dans un plan. Cependant, les vecteurs d'onde ne sont pas restreints dans le plan et la condition de Bragg peut être vérifiée pour des vecteurs d'onde hors du plan. C'est pourquoi il apparaît souvent un cône de lumière dans la direction du faisceau conjugué en phase et cette diffraction conique dégrade l'efficacité et surtout la fidélité de la conjugaison de phase [Statman 89, Eliseev 91].
Il existe plusieurs techniques pour supprimer cette dégénérescence dont l'utilisation d'ondes incidentes portant de très fortes aberrations [Fischer 87], l'utilisation de lentilles cylindriques pour contraindre les ondes à rester dans le plan d'incidence [Petrov 89, Martel 95] ou l'utilisation d'un MDCP à deux zones réalisé à l'aide de deux cristaux, chacun correspondant à une zone de mélange 4 ondes [Wolffer 92].

II. Premières expériences sur le MDCP

II.1. Choix du montage d'étude

Le but du système que nous allons réaliser est d'utiliser un MDCP pour reconstruire le front d'onde déformé lors de la transmission dans la fibre multimode d'un gyromètre à fibre, de manière à recoupler le maximum de lumière dans le coupleur monomode. Nous avons tout d'abord besoin que l'efficacité du MDCP soit importante et donc que sa transmission soit la plus élevée possible. Cependant, ce n'est pas la seule exigence. En effet, dans le gyromètre à conjugaison de phase, seule la fraction du signal de retour qui sera réellement conjuguée en phase sera recouplée dans le coupleur monomode et atteindra le détecteur. Ce signal constitue donc le signal utile que nous allons chercher à optimiser. Nous l'appelons "conjugué en phase" par opposition au signal de retour qui contient une partie conjuguée en phase et une partie non conjuguée en phase et que nous appellerons simplement signal de retour. Cette proportion du signal utile dans le signal de retour est égale à la fidélité de la conjugaison de phase.

II.1.a. Description

Les deux paramètres importants du MDCP dans le gyromètre sont donc la transmission et la fidélité de la conjugaison de phase. Notre premier objectif est de mettre au point un montage qui nous permette de mesurer facilement ces paramètres.
Le montage expérimental est représenté sur la figure 4-6. Nous utilisons deux diodes laser à 850 nm (SDL 57 22 H1) d'une puissance de 150 mW. L'utilisation de deux sources a deux avantages. D'une part, la puissance incidente sur le cristal est multipliée par deux. D'autre part, cela nous permet d'assurer que les deux faisceaux incidents sur le cristal photoréfractif soient incohérents et donc n'inscrivent pas de réseaux parasites. C'est pour cette raison que nous avons pu choisir des diodes de grande longueur de cohérence (diodes DBR, Distributed Bragg Reflector) que nous avons ainsi pu utiliser pour effectuer les caractérisations de cristaux de $BaTiO_3$ et de BCT présentées dans la partie 2. A la sortie de chaque diode laser, le faisceau passe par un circulariseur et par un isolateur optique (-60 dB). Ensuite, chaque faisceau est envoyé dans une fibre monomode à maintien de polarisation de 1m de long (**FMMP**), après être passé à travers un polariseur et une lame $\lambda/2$, l'ensemble constituant notre filtre monomode et servant à simuler le coupleur monomode du gyromètre [Ulrich 80 (1)]. La lame $\lambda/2$ sert à aligner la polarisation selon l'axe de polarisation propre de la fibre. Juste avant le polariseur, deux cubes séparateurs 50/50 nous servent à extraire le faisceau conjugué au retour. Une fibre multimode de 50µm de coeur de 50m de long (**FM**) fait suite à la fibre monomode à maintien de polarisation. À la sortie des fibres multimodes, les faisceaux sont polarisés par un cube séparateur de polarisation (**CSP**). Une lame de verre (**LV**) sur chaque bras permet d'extraire une partie des faisceaux conjugués en phase pour suivre l'évolution des faisceaux diffractés par le cristal. Enfin, les faisceaux sont focalisés sur le cristal **CP** par deux lentilles de même focale (100 mm). La puissance incidente sur chaque bras du montage est de 8 mW. Quatre photodiodes (**D1, D2, D3 et D4**) nous permettent de suivre l'évolution des faisceaux conjugués en différents points du montage : après le filtre monomode pour D1 et D2 et au niveau du cristal pour D3 et D4. Les photodiodes D1 et D2 nous permettent de mesurer l'intensité du conjugué en phase tandis que les photodiodes D3 et D4 mesurent l'intensité du signal de retour à la sortie du MDCP. Grâce à ces deux points de mesure situés à des points différents du montage, nous pouvons évaluer rapidement à la fois la transmission et la fidélité de la conjugaison de phase.

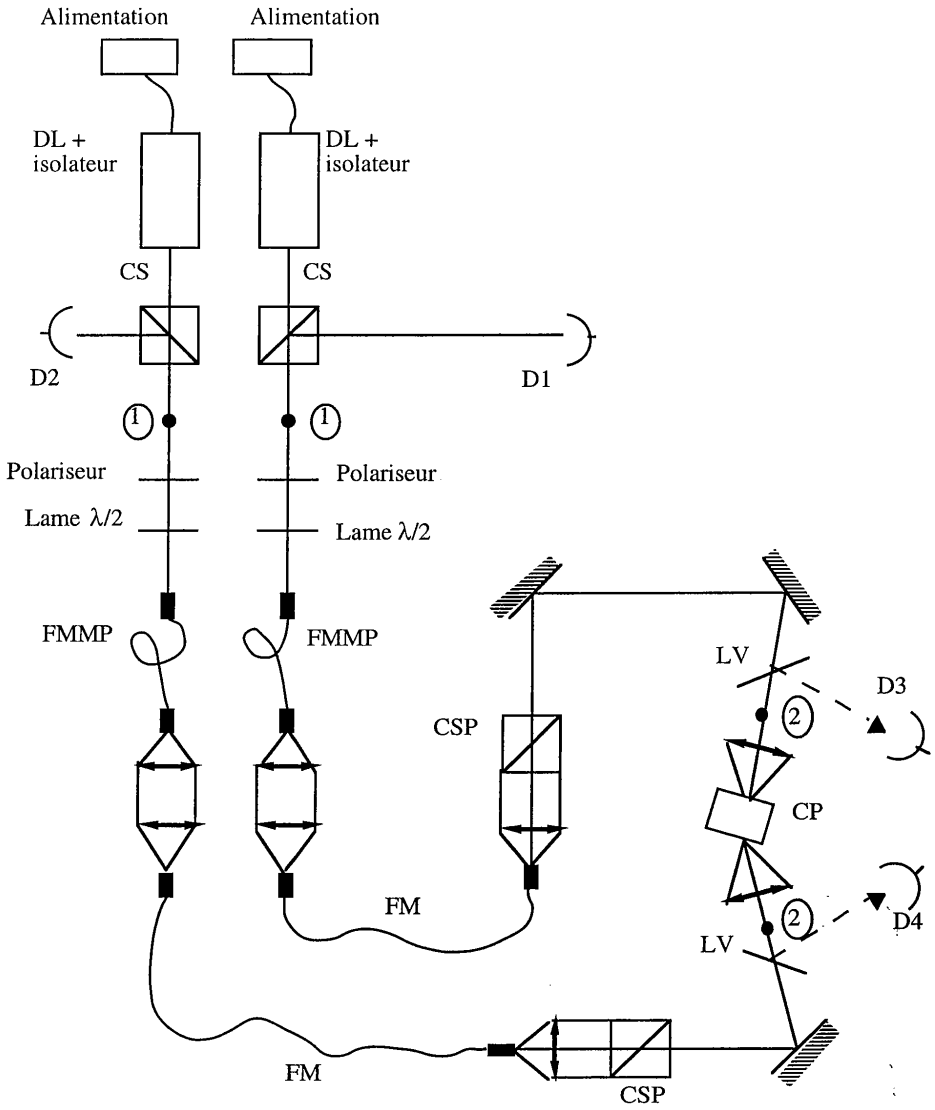


Figure 4-6 : Montage expérimental de simulation du gyromètre à fibre à MDCP.

II.1.b. Intérêts des différents éléments

Le système composé par le polariseur, la lame λ/2 et la fibre monomode à maintien de polarisation simule le coupleur monomode du gyromètre. En effet, un système composé d'une faible longueur de fibre monomode à maintien de polarisation et d'un polariseur peut être considéré comme un filtre parfait [Ulrich 79, 80 (1)].
La fibre multimode permet essentiellement de mélanger les polarisations afin de toujours obtenir en sortie des cubes polariseurs qui sont placés à sa suite 50% de la lumière qui a été couplée et ce, quels que soient les réglages. Elle joue donc le rôle de dépolariseur. Elle est nécessaire du fait que notre MDCP ne conjugue pour le moment qu'une seule polarisation, la polarisation extraordinaire. De plus, elle permet de s'affranchir des problèmes de diffraction conique puisqu'en sortie, nous obtenons des faisceaux tavelés, donc porteurs de fortes aberrations, ce qui devrait améliorer la fidélité de la conjugaison de phase [Fischer 87, Lyubodrumov 92]. Il faut noter que l'utilisation de faisceaux tavelés a pour inconvénient d'augmenter le seuil, comme nous l'avions souligné, et la condition d'auto-oscillation devient $\Gamma\ell > 6$.
Enfin, le montage est gardé le plus symétrique possible afin que les puissances des faisceaux pompes du MDCP soient identiques, ce qui permet le fonctionnement du système le plus favorable (seuil le plus faible).

II.1.c. Évaluation expérimentale de la fidélité

Pour mesurer la transmission du montage, on utilise les intensités[1] I_3 et I_4 calculées à partir des signaux délivrés par les détecteurs D_3 et D_4, qu'on aura préalablement étalonnés à l'aide d'un puissancemètre afin d'obtenir la correspondance entre la puissance de retour sur le point 2 des montages 4-6 et 4-7 et la tension délivrée par le détecteur. Par ailleurs, on mesure de façon ponctuelle au puissancemètre la puissance incidente sur chacun des bras I_{P1} et I_{P2}. On en déduit les valeurs des deux transmissions T_{12} et T_{21} du MDCP :

$$T_{12} = \frac{I_4}{I_{P1}} \quad \text{et} \quad T_{21} = \frac{I_3}{I_{P2}} \tag{4-17}$$

Pour mesurer la fidélité, on utilise d'une part les intensités I_1 et I_2 calculées à partir des signaux délivrés par les détecteurs D_1 et D_2 qu'on étalonne avec un puissancemètre afin d'obtenir la correpondance entre la puissance de retour sur le point 1 du montage (Figures 4-6 et 4-7) et la tension délivrée par le détecteur. D'autre part, on mesure les pertes subies par le signal entre les

[1] L'indice des différentes intensités est le même que celui du détecteur qui les mesure.

points 1 et 2 sur le trajet aller, ce qui nous donne un coefficient de pertes p. On en déduit la fidélité de chaque conjugué en phase au niveau du cristal de façon approximative en supposant que les pertes subies par le faisceau aller sont les mêmes que celles du faisceau de retour :

$$CF_1 = \frac{I_1 * p}{I_3} \quad \text{et} \quad CF_2 = \frac{I_2 * p}{I_4} \tag{4-18}$$

On définit enfin un paramètre qu'on appelle efficacité du MDCP qui mesure quelle fraction du signal de pompe sera effectivement conjugué en phase. Cette efficacité vaut donc :

$$\eta_1 = \frac{I_1 * p}{I_{P2}} \text{ et } \eta_2 = \frac{I_2 * p}{I_{P1}} \tag{4-19}$$

On remarque que l'efficacité correspond au produit de la transmission par la fidélité et que compte tenu de la relation (4-16) appliquée au MDCP, cette efficacité est la même dans les deux sens de propagation si le MDCP est réciproque [Delaye 00].

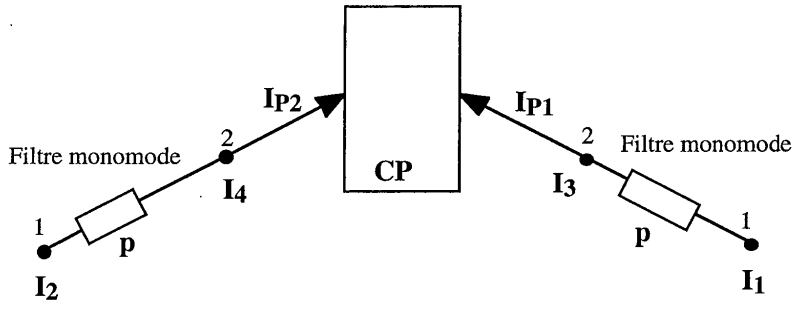


Figure 4-7 : Mesure de la transmission, de la fidélité et de l'efficacité du MDPC.

Il faut noter que les tensions brutes mesurées par les détecteurs D_i dépendent des réglages, ce qui explique les différences d'amplitude observées d'un détecteur à l'autre et d'une mesure à l'autre, ce qui ne pose aucun problème puisque les détecteurs sont étalonnés. Malgré cela, d'après (4-19), D1 (D2) donne directement accès à l'évolution temporelle de l'efficacité η_1 (η_2) du MDCP (à un facteur d'étalonnage près).

II.2. Choix du cristal

Le cristal le plus adapté actuellement pour réaliser un MDCP à 850 nm est incontestablement le $BaTiO_3$:Rh. Cependant, le gyromètre à fibre doit pouvoir fonctionner entre -50° et +80° C, ce qui exclut l'utilisation de ce cristal dans le montage final du fait de sa transition de phase aux alentours de 10°C. C'est pourquoi, le montage final devra être réalisé avec un cristal sans transition de phase. A l'heure actuelle, le cristal de BCT présenté dans la partie précédente est envisagé pour cette application.

Cependant, l'objectif de cette étude est de montrer la faisabilité du système de gyromètre à MDCP et les contraintes de température sont pour le moment secondaires. C'est pourquoi, pour des raisons de simplicité, nous avons choisi de réaliser cette étude sur un cristal de $BaTiO_3$:Rh dont les bonnes propriétés photoréfractives et les efficacités en conjugaison de phase dans ce type de miroir ont été démontrées [Weiss 87]. La sensibilité dans le proche infrarouge de ce cristal peut être fortement augmentée par un dopage au rhodium comme nous l'avons vu précédemment et les transmissions obtenues sont intéressantes avec 27% mesurée à 808 nm [Ross 93]. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser un cristal de $BaTiO_3$:Rh, Na 1000 ppm, la présence du sodium servant surtout à mieux maîtriser la croissance du cristal [Scharfschwerdt 99].

Nous seront amenés à utiliser différentes tailles de cristaux mais du point de vue de la composition et des traitements, les cristaux sont tous identiques (même dopage, sans traitement post-croissance). Ils ont été fabriqués, coupés, polis, orientés et traités antireflet par la société F.E.E. GmbH. Nous avons mesuré la densité effective de pièges d'un cristal de ce type (le X15-4) à 850 nm (voir les résultats présentés dans le chapitre 3) et nous avons obtenu une densité effective de pièges $N_{eff} = 1,7.10^{23}$ cm^{-3}. Grâce à cette valeur relativement élevée, nous pourrons obtenir des gains relativement importants et donc une bonne efficacité de conjugaison de phase. Le codopage au rhodium et au sodium améliore également le temps de réponse de ce type de cristal à 850 nm, ce qui important dans notre application. En effet, nous avons mesuré un temps de réponse de la cinétique du couplage deux ondes de 10 s pour une densité de puissance de 600 $mW.cm^{-2}$ (chapitre 3, partie 1).

Afin d'obtenir le meilleur rendement de diffraction possible, il faut utiliser le coefficient électro-optique le plus fort du cristal de $BaTiO_3$ à savoir r_{42}. Or, pour utiliser ce coefficient, il est nécessaire d'utiliser des ondes polarisées extraordinairement et formant un réseau de vecteurs réseaux qui ait un angle important avec l'axe optique. Le choix de la coupe du cristal est donc très important. Les miroirs à double conjugaison de phase décrits dans la littérature utilisent une coupe à 0 °, les faisceaux se propageant suivant l'axe $\vec{c}$ [Ross 93]. Cependant, il a été montré qu'une coupe à 45 ° permettrait d'utiliser au mieux le coefficient élevé de $BaTiO_3$ r_{42} [Ford 89].

Cependant, la coupe à 45 ° est complexe à réaliser. En effet, elle nécessite un cristal taillé à 0 ° de grande taille, qu'il faut ensuite recouper pour en faire un cristal taillé à 45 °. Ensuite, il est nécessaire de tailler le cristal en toit [Huot 98 (1) et (2)] pour éviter les oscillations parasites. De plus, la taille à 45 ° peut entraîner une dépolarisation du matériau (apparition de domaines ferroélectriques). Il est ensuite possible de repolariser le cristal mais cela nécessite des électrodes particulières et risque d'induire de fortes contraintes dans le matériau. C'est pourquoi nous avons commencé par étudier un cristal taillé à 0 ° afin de déterminer si son efficacité était suffisante. Ce cristal est référencé X17 6/3 et nous l'avons caractérisé dans le chapitre 3. Ensuite, nous avons étudié un cristal taillé en toît à 45 °.

II.3. Premiers résultats expérimentaux

II.3.a. Résultats obtenus avec le cristal taillé à 0°

Détermination d'une configuration efficace

Nous avons déterminé une configuration optimale pour la conjugaison de phase (Figure 4-8). Les angles d'incidence sont de 30 ° pour le faisceau 1 et de 50 ° pour le faisceau 2 environ. Avec les paramètres de $BaTiO_3$ donnés dans le chapitre 2 (Tableau 2-1), nous pouvons calculer le gain pour cette configuration. Ce gain correspond au transfert d'énergie du faisceau 1 (resp. 3) vers le faisceau 4 (resp. 2). Nous obtenons un gain de 14,4 cm^{-1} dans notre configuration, ce qui est peu par rapport au gain maximum qu'on peut obtenir dans le $BaTiO_3$, qui est de 44,3 cm^{-1}. Cependant, nous ne pouvons pas atteindre ce gain élevé avec la coupe du cristal à 0° puisque les angles qui permettent de l'obtenir sont de 43 ° et 65 ° entre l'axe $\vec{c}$ et les faisceaux à l'intérieur du cristal. Ces angles sont donc supérieurs à l'angle limite qui vaut environ 26 ° pour $BaTiO_3$ compte tenu de l'indice qui est de 2,3. La longueur du cristal étant de 5,3 mm (Tableau 3-1), nous obtenons un produit $\Gamma l = 7,6$ dans notre configuration. D'autre part, l'absorption de ce cristal a été mesurée égale à 1,4 cm^{-1}. D'après le modèle développé par Wolffer et al. [Wolffer 89], le seuil est de $\Gamma\ell = 4,2$ dans ce cas. Il faut maintenant tenir compte de l'augmentation du seuil due à l'utilisation de faisceaux tavelés de 1,5. Le seuil d'oscillation du système est finalement de $\Gamma\ell = 6,3$. Nous sommes donc dans une situation où le MDCP doit fonctionner. Ce calcul nous donne un ordre de grandeur du gain réel de la configuration que nous utilisons et nous pouvons donc considérer que nous sommes proches du seuil d'oscillation du MDCP. Cela explique nos résultats expérimentaux. En effet, nous avons pu obtenir un conjugué en phase mais le recouvrement des faisceaux était très critique. Nous n'avons pas pu obtenir une conjugaison de phase stable et répétitive.

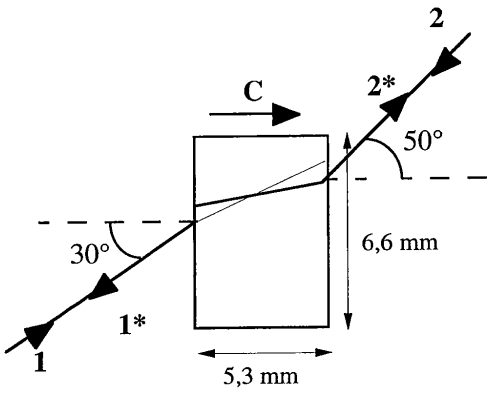


Figure 4-8 : Configuration de conjugaison de phase efficace dans le cristal taillé à 0°.

Problème de conjugaison de phase auto-pompée

La valeur du gain obtenu dans la configuration présentée ci-dessus nous place aux environs du seuil du MDCP en raison de la coupe à 0 ° qui fait que l'angle entre le vecteur réseau et l'axe $\vec{c}$ est faible puisque nous sommes limités par les lois de la réfraction. Cependant, le phénomène de diffusion amplifiée crée des faisceaux courbés dans la direction de l'axe $\vec{c}$, qui peuvent se réfléchir dans les coins du cristal, en profitant des réflexions totales sur les faces et il est donc possible d'obtenir des réseaux de très forts gains. Ainsi, la conjugaison de phase auto-pompée est possible même si son seuil d'oscillation est plus élevé que celui du MDCP ($\Gamma\ell = 8$).

Dans notre cas, ce type de comportement est apparu sur le faisceau 1 et de la conjugaison de phase auto-pompée est venue s'ajouter à celle du miroir à double conjugaison de phase. Le trajet du faisceau qui crée le miroir auto-pompé peut être du type de celui du "cat mirror" baptisé ainsi par Feinberg en 1982 [Feinberg 82 (1)] (Figure 4-9). Dans ce type de miroir, la conjugaison de phase est due à deux zones de mélange à 4 ondes initiées par la diffusion amplifiée (Figure 4-9). Ce type de comportement est très sensible à l'angle d'incidence du faisceau sur le cristal et il peut donc être supprimé en faisant légèrement varier cet angle mais le réglage reste délicat. Comme cette conjugaison de phase auto-pompée n'apparaît que sur l'un des bras du montage, elle dissymétrise notre système, ce qui n'est pas favorable à la réciprocité et surtout, elle diminue le gain de MDCP en créant des réseaux parasites.

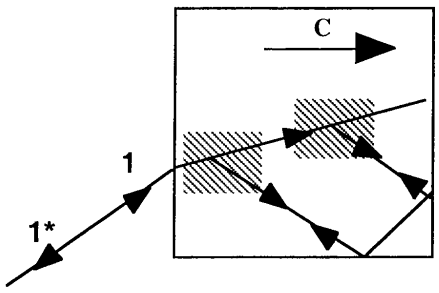


Figure 4-9 : Conjugaison de phase auto-pompée de type "cat-mirror".

En conclusion, avec cette géométrie du cristal, nous obtenons un gain juste suffisant pour atteindre le seuil d'oscillation du MDCP, ce qui a pour conséquence que le réglage de celui-ci est très sensible et que le conjugué en phase est difficile à obtenir. De plus, la conjugaison de phase auto-pompée est possible dans ce cas malgré un seuil plus élevé. Pour ces deux raisons, nous avons choisi d'utiliser un cristal taillé à 45°.

II.3.b. Choix du cristal à 45°

Nous avons utilisé le cristal taillé en toit à 45° de référence X47-19 C/2. Ce cristal est un $BaTiO_3$:Rh, Na à 1000 ppm et a été réalisé par la société F.E.E. GmbH. Un schéma du cristal est présenté sur la figure 4-10. Avec ce type de coupe, le gain est très important et le beam-fanning peut rapidement se transformer en une oscillation entre les faces d'entrées des faisceaux (a) et (b) [Rajbenbach 91] ou une oscillation en anneau par réflexion totale sur les faces du cristal [Huot 97 (3)]. C'est pourquoi les faces du cristal sont traitées antireflet à 850 nm et le cristal est taillé en toit.

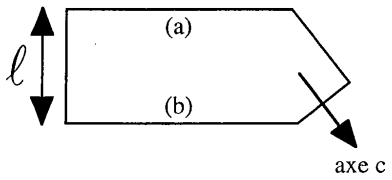


Figure 4-10 : Coupe du cristal X47 19c/2. Les faces (a) et (b) sont traitées antireflet à 850 nm.

Définition d'une configuration efficace

Nous avons facilement obtenu de la conjugaison de phase avec ce cristal. Pour déterminer expérimentalement une configuration efficace, nous illuminons le cristal par un premier faisceau et observons la figure de diffusion amplifiée (Figure 4-11). En faisant varier l'angle d'incidence de ce faisceau, nous recherchons la configuration qui permet d'obtenir le maximum de transfert d'énergie du faisceau pompe vers sa diffusion, soit le maximum de diffusion amplifiée.

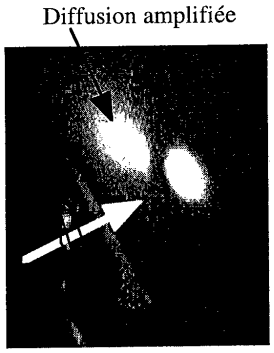


Figure 4-11 : Observation du beam-fanning crée par le faisceau 1 incident sur le cristal X 47-19 C/2.

Ensuite, nous ajoutons le faisceau 3 de telle façon qu'il entre dans le cristal dans la direction du maximum du beam-fanning du premier faisceau. Par cette méthode, la configuration la plus efficace que nous ayons obtenue est représentée sur la figure 4-12.

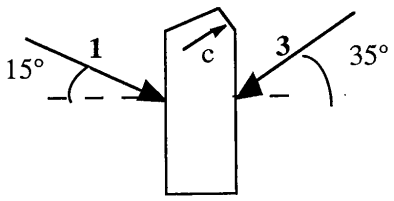


Figure 4-12 : Configuration de conjugaison de phase la plus efficace.

Les angles à l'extérieur du cristal sont de 15 ° et 35 ° pour les faisceaux respectivement 1 et 3 ce qui correspond à des angles dans le matériau de 6,5 ° et 14,5 °. L'axe $\vec{c}$ étant à 45 ° des faces du cristal, nous obtenons des angles par rapport à l'axe $\vec{c}$ de 30,5 ° pour le faisceau 1 et 51,5 °

pour le faisceau 3, qui s'approchent d'après nos calculs de la configuration de gain maximum (43 ° et 65 °). Pour notre configuration, nous avons trouvé par calcul un gain de 39,2 cm^{-1}. Dans ce cas, l'influence de l'absorption est négligeable. L'épaisseur du cristal étant de 3 mm, notre configuration correspond à un produit $\Gamma l = 11,8$. Ce gain devrait donc suffire pour faire fonctionner un MDCP, même en prenant en compte l'augmentation du seuil due aux tavelures des faisceaux.

Premiers résultats obtenus avec ce cristal

Dans la configuration décrite ci-dessus, la transmission du miroir à conjugaison de phase est bonne. L'intensité mesurée par les détecteurs D3 et D4 est efficace, stable et répétitive (Figure 4-13).

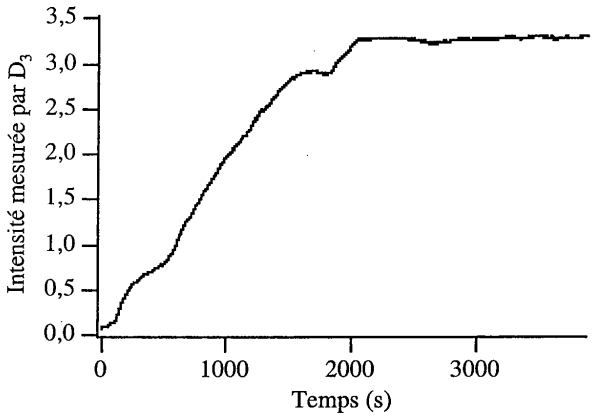


Figure 4-13 : Intensité du retour mesurée par D3. Cette intensité correspond à la somme d'une partie conjuguée en phase et d'une partie non conjuguée en phase, le rapport entre les deux dépendant de la fidélité de la conjugaison de phase.

En ce qui concerne le faisceau conjugué en phase, nous avons observé deux types de régimes dans le cristal. Dans certains cas, nous avons obtenu un conjugué en phase stable au cours du temps et, dans d'autres, l'intensité conjuguée en phase variait de façon aléatoire (Figure 4-14).

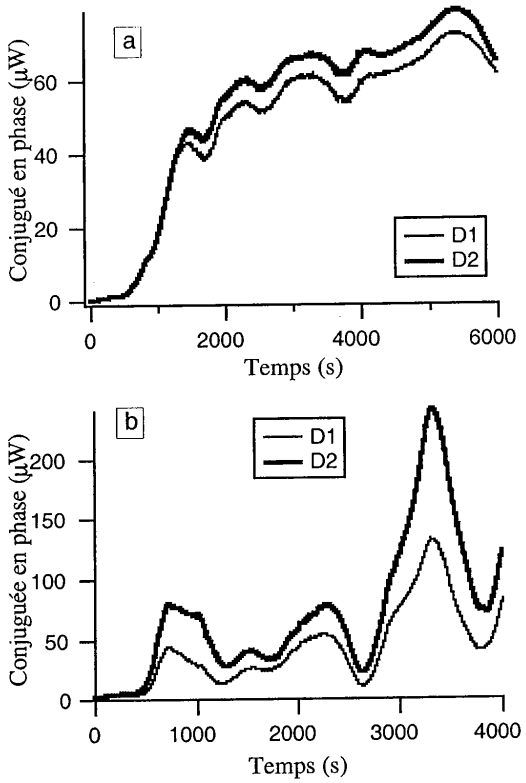


Figure 4-14 : Exemple de comportements stable (a) et instable (b) obtenus avec le cristal X 47.

Ces comportements furent obtenus dans des conditions expérimentales identiques. Il faut noter que les intensités mesurées sur les détecteurs D3 et D4 étaient stables mêmes quand celles mesurées sur les détecteurs D1 et D2 ne l'étaient pas (Figure 4-15). Nous en concluons que c'est la fidélité de la conjugaison de phase qui varie au cours du temps tandis que son efficacité est stable. Nous constatons également que la fidélité varie de la même façon sur les deux faisceaux conjugués en phase, ce qui constitue une première indication de la réciprocité du MDCP [Delaye 00].

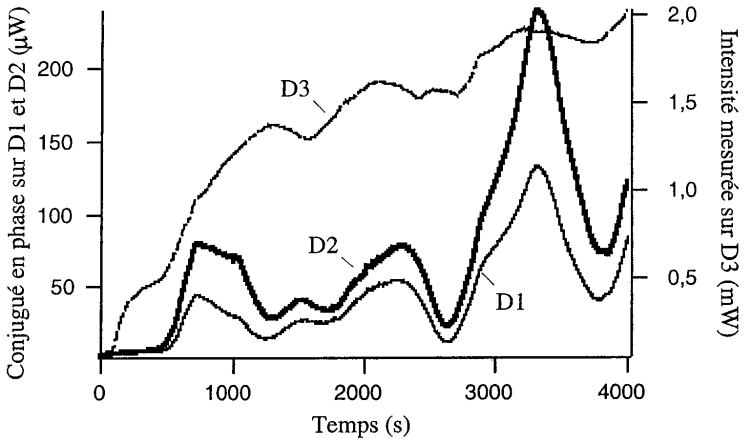


Figure 4-15 : L'intensité mesurée au niveau du cristal est constante tandis que la fidélité de la conjugaison de phase varie au cours du temps.

Ce problème n'apparaît pas dans la littérature où seule l'efficacité du MDCP est généralement mesurée [Ewbank 88, Ross 93 (2)] sauf dans la référence [Delaye 00]. Cependant, l'application que nous envisageons pour le MDCP nécessite que l'intensité qui atteint le détecteur du gyromètre soit stable au cours du temps. Il est donc nécessaire que la fidélité le soit. Nous allons optimiser le miroir à double conjugaison de phase dans ce sens.

III. Optimisation du miroir à double conjugaison de phase

III.1. Stabilité et reproductibilité

III.1.a. Optimisation du montage

Le montage de la figure 4-6 comporte de nombreux passages en espace libre. Afin de réduire les instabilités dues à l'environnement, nous avons commencé par réduire la taille du montage. Le nouveau montage est présenté sur la figure 4-16. Nous avons tout d'abord supprimé l'espace libre entre les deux fibres monomodes et multimodes en les connectant directement. De plus, pour chaque bras du montage, les éléments qui sont placés entre la sortie de la fibre multimode

et le cristal sont montés sur un seul bloc. Nous avons également enroulé la fibre multimode autour d'un cylindre et fixé la fibre monomode afin qu'elles soient moins influencées par l'environnement (courant d'air, vibrations).

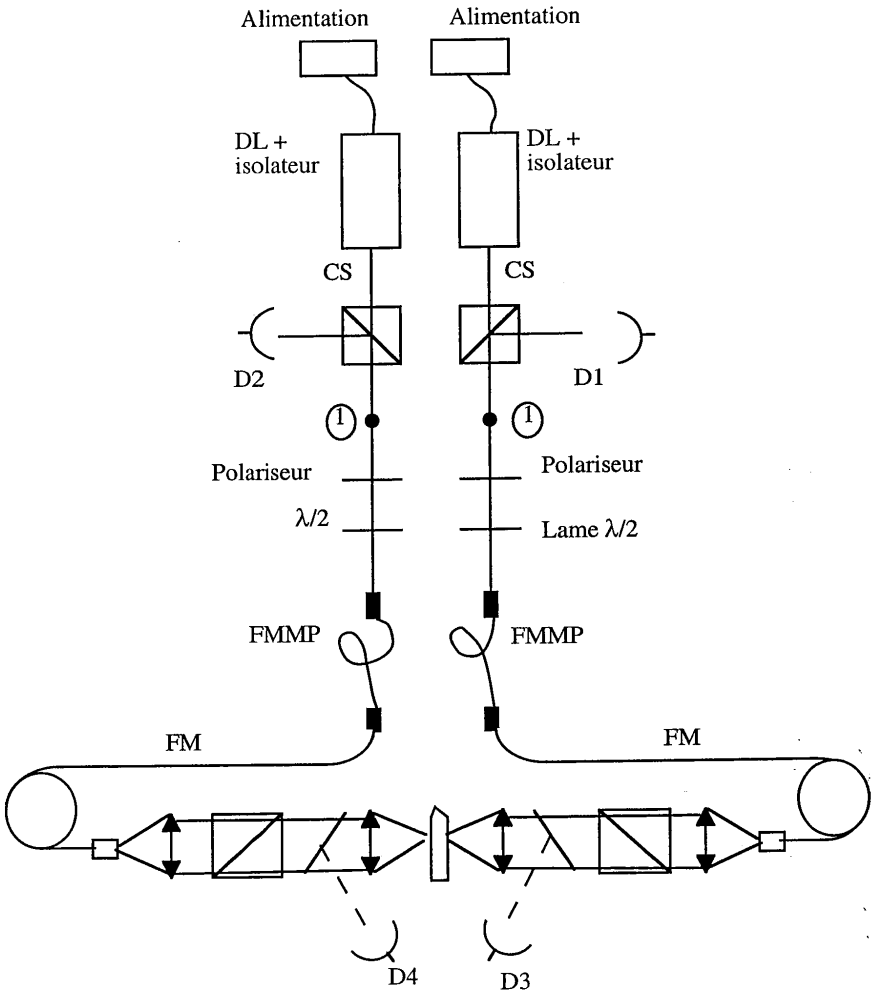


Figure 4-16 : Montage réduit.

III.1.b. Influence de la taille du coeur de la fibre multimode

Fibre multimode de 50 µm de coeur

Les premières expériences ont été réalisées avec une fibre multimode de 50 µm de diamètre de coeur. Ce diamètre, ainsi que l'ouverture numérique et la longueur d'onde déterminent le nombre de modes qui peuvent se propager dans la fibre.

Avec un tel diamètre de coeur, peu de modes peuvent se propager dans la fibre, ce qui se traduit par un nombre peu élevé de tavelures en sortie de la fibre comme le montre la figure 4-17.

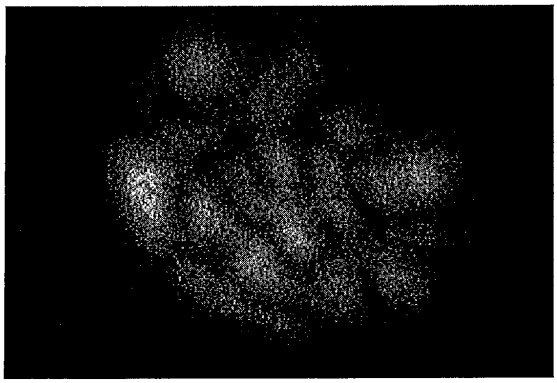


Figure 4-17 : Figure de tavelure observée à la sortie de la fibre multimode de 50 µm de coeur.

Le faisceau incident sur le cristal photoréfractif est donc très inhomogène en intensité. Nous avons pensé que ces inhomogénéités pouvaient être la cause des instabilités observées sur le conjugué en phase du fait d'un problème de recouvrement délicat des deux structures de tavelures. Nous avons donc décidé d'utiliser une fibre où plus de modes peuvent se propager, c'est-à-dire ayant un diamètre de coeur plus grand. Cependant, les fibres de coeur plus large ne sont pas standard et plus chères. Nous avons donc essayé de trouver le meilleur compromis pour satisfaire au critère de stabilité en minimisant le prix.

Fibre multimode de 100 µm de coeur

Nous avons commencé par tester une fibre proche de la première mais nous n'avons constaté aucune amélioration de la stabilité ou de la reproductibilité du conjugué en phase.

Fibre multimode de 200 µm de coeur

Avec cette fibre, nous avons obtenu plusieurs heures de stabilité mais nous n'avons pas été capables de la reproduire plusieurs fois.

Fibre multimode de 600 µm de coeur

Avec cette fibre, nous avons été en mesure d'obtenir des courbes stables plusieurs fois de suite. Nous avons également obtenu une conjugaison de phase stable sur plus de 40 heures (Figure 4-18). La puissance incidente était de 6 mW ce qui correspond à une puissance transmise de 4 mW.

La fibre de 600 µm de coeur utilisée dans cette expérience n'était pas taillée à angle. C'est pour cette raison que nous avons utilisé pour la suite une nouvelle fibre multimode de 550 µm de coeur, taillée à angle, avec une lentille de collimation intégrée en sortie.

Evaluation rapide de la fidélité de la conjugaison de phase

Pour évaluer la fidélité de la conjugaison de phase de façon simple, on suit le raisonnement suivant. On appelle T la transmission du faisceau incident et T_R celle du faisceau conjugué en phase.

En faisant abstraction de la polarisation, on peut schématiser le parcours entre les points 1 et 2 de la figure 4-7 dans les deux sens de la façon suivante : S pour l'espace entre la source et la fibre monomode, m pour la fibre monomode, M pour la fibre multimode et e pour l'espacde libre entre la fibre multimode et le cristal.

On suppose que la qualité de la conjugaison de phase est suffisante pour que la lumière conjuguée en phase soit injectée dans la fibre multimode.

Ainsi, il reste 3 milieux. Dans chacun de ces milieux, la fidélité de la conjugaison de phase est une constante.

Dans la fibre monomode, on a CF = 1.

Dans le milieu S, on a dans le sens aller CF^S est égale au taux d'injection dans la fibre monomode et dans le sens retour, la transmission vaut 1.

Dans le milieu M, la transmission est de 1 dans le sens aller et CF^M est égale au taux d'injection dans la fibre monomode dans le sens retour.

Si on appelle t_a la transmission à l'aller et t_r la transmission au retour, la fidélité de la conjugaison de phase CF^M est égale à $CF^S \times t_r / t_a$.

Dans notre cas, CF^S est d'environ 50 % et t_a d'environ 10 %.

Par ailleurs, la transmission du MDCP était de l'ordre de 50 %, ce qui signifie que l'intensité de retour mesurée par les détecteurs D3 et D4 était de l'ordre de 2 mW.

Or l'intensité mesurée par les détecteurs D1 et D2 est de 0,2 mW. La transmission au retour t_r est donc de 10 %.
On en conclue que la fidélité de la conjugaison de phase est de 50 % dans cette expérience.

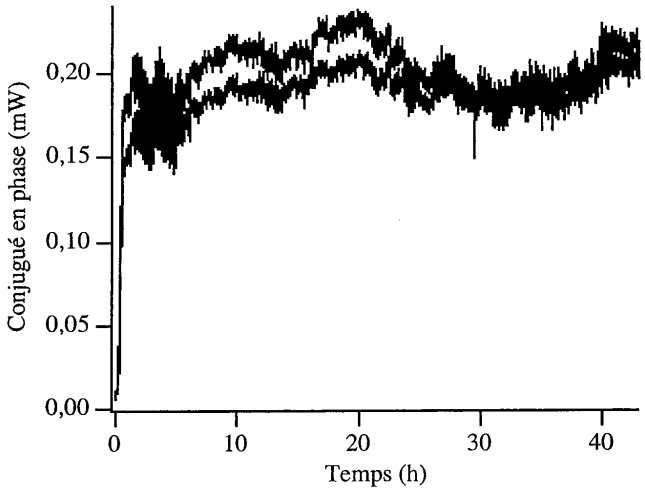


Figure 4-18 : Stabilité sur 40 heures obtenue avec la fibre multimode de 600 µm de coeur.

III.1.c. Oscillation parasite

Observations expérimentales

Malgré ces résultats encourageants, nous avons parfois observé des régimes de fonctionnement très particuliers. En effet, la fidélité et également l'efficacité du conjugué en phase variaient selon un motif répétitif (Figure 4-19).
Nous avons raccourci la base de temps pour observer le motif (Figure 4-20).

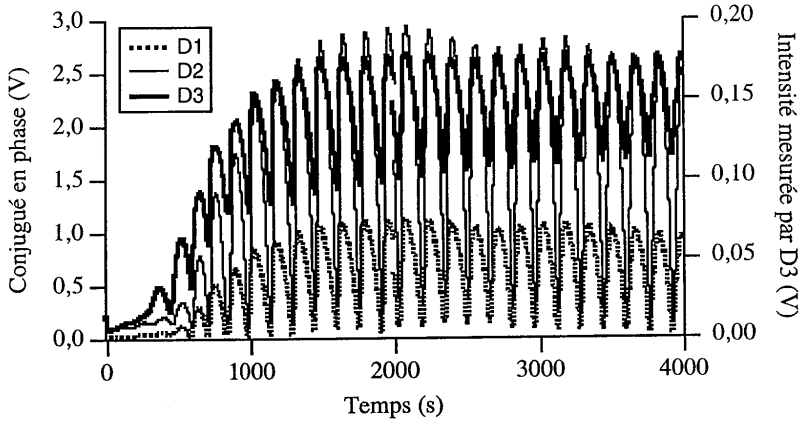


Figure 4-19 : Instabilité avec des motifs répétitifs observé avec la fibre de 600 µm.

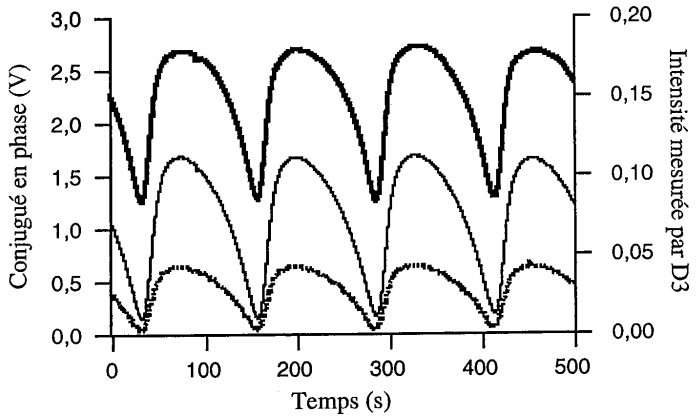


Figure 4-20 : Élargissement du motif précédent.

La période de ce motif est de l'ordre de 125 s ce qui correspond à une fréquence de 0,008 Hz.

Origine de ces instabilités

De telles instabilités ont déjà été observées sur des conjugués en phase et elles furent parfois attribuées à la compétition entre le miroir à double conjugaison de phase et la conjugaison de phase auto-pompée [Hussain 90]. Dans notre cas, le cristal a été taillé pour éviter la conjugaison de phase auto-pompée et nous n'en avons pas observé. Cependant, nous avons pu constater qu'il existait une oscillation entre les faces du cristal malgré le traitement antireflet. Nous avons

donc attribué ces instabilités à une compétition entre la conjugaison de phase et l'oscillation parasite dans le cristal. Sur la figure 4-21, nous avons pris une image avec la caméra CCD au moment où nous avons allumé le faisceau et où il n'y a pas d'oscillation puis au bout de quelques minutes, où l'oscillation est nettement visible.

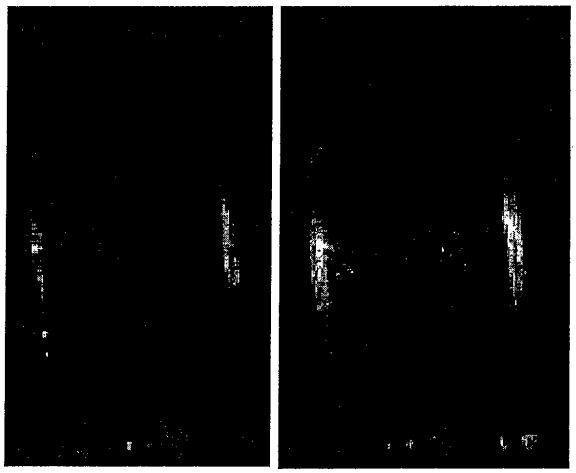


Figure 4-21 : Oscillation parasite : t=0 à gauche et t=quelques minutes à droite.

Si on effectue un rapide calcul, on s'aperçoit que le gain sur un aller-retour est supérieur aux pertes malgré le traitement antireflet. En effet, la condition d'oscillation est donnée par :

$$e^{\Gamma \ell}.R^2 e^{2\alpha \ell} > 1 \qquad (4\text{-}20)$$

où ℓ est la longueur du cristal, R le coefficient de réflexion des faces, α l'absorption et Γ le gain sur un aller-retour. Ce gain total est la somme du gain en copropageant et du gain en contrepropageant. Or, dans la configuration où nous nous trouvons, le gain en contrepropageant est beaucoup plus faible que celui en copropageant et on peut donc assimiler le gain total au seul gain en copropageant. A titre d'exemple, nous avons réalisé une application numérique avec les paramètres suivants : un coefficient de réflexion R de 1 %, une absorption de 1,4 cm^{-1}, un angle d'incidence du faisceau pompe à l'extérieur du matériau de 12 ° et un diamètre du faisceau pompe de 1 mm. Dans ce cas, nous obtenons un facteur de gain de 10^6 et un facteur de pertes de 10^{-4}. Nous avons donc un produit gain*pertes de 100, qui est donc supérieur à 1. Nous sommes donc tout-à-fait dans des conditions où il est normal d'avoir une oscillation dans le cristal. Cette oscillation peut vraisemblablement être à l'origine des

fluctuations d'intensité du conjugué en phase. Afin de remédier à ce problème, nous avons imaginé une géométrie du cristal nous permettant d'assurer que l'oscillation ne pourra pas exister.

Choix d'une nouvelle géométrie

Le phénomène décrit précédemment est rendu possible par le très bon parallélisme des faces du cristal. En effet, l'oscillation revient sur elle-même au bout d'un aller-retour et se réamplifie. Pour éviter ce phénomène, il faut qu'après quelques aller-retours, le faisceau ne soit plus recouvert par le faisceau pompe et finisse par sortir du cristal.

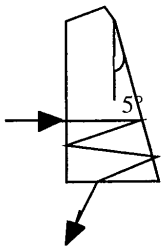


Figure 4-22 : Géométrie d'un cristal permettant de supprimer l'oscillation entre les faces.

Nous avons déterminé l'angle qu'il est nécessaire d'avoir entre les faces du cristal pour que l'oscillation ne se recouvre pas au bout d'un aller-retour et nous avons trouvé qu'un angle de 5° suffisait. Nous avons donc obtenu de la société F.E.E. GmbH un cristal ayant les mêmes caractéristiques que le cristal X 47 mais avec un angle de 5 ° entre ses faces.

Avec ce nouveau cristal (Figure 4-22), nous n'avons plus observé d'oscillation parasite entre les faces avec la caméra CCD. De plus, au niveau du conjugué en phase, nous n'avons pas non plus observé les oscillations présentées précédemment. Cependant, le nouveau cristal est moins épais que le précédent et la transmission du MDCP est moins bonne.

Par conséquent, nous avons poursuivi l'optimisation du montage avec le cristal X47 19 c/2 sachant que cette étude nous a permis de démontrer par ailleurs un moyen de s'affranchir des comportements instables du miroir à double conjugaison de phase. Toutefois ce phénomène est à relativiser dans le cadre de l'insertion du MDCP dans le gyromètre. En effet, notre montage actuel utilise une source de grande longueur de cohérence qui permet au faisceau de retour d'être toujours cohérent avec le faisceau incident après plusieurs aller-retours. Mais, comme nous utiliserons, à terme, une source à plus faible longueur de cohérence, cette oscillation devrait perdre de son importance.

III.2. Puissance nécessaire

La puissance incidente sur chaque face du cristal était de l'ordre de 8 mW pour tous les résultats présentés précédemment. Cette puissance est beaucoup trop élevée pour notre application finale et nous avons donc entrepris d'étudier les système dans des conditions de puissance plus faible. Nous avons commencé par estimer quelle puissance minimale pourra être utilisée pour un bon fonctionnement du MDCP et quel sera le temps de réponse dans ce cas.

III.2.a. Prévisions

Estimation de la puissance minimale de fonctionnement du MDCP

La diminution de la puissance est limitée par deux phénomènes. D'une part, le miroir à double conjugaison de phase est un système à seuil. Or, nous avons montré dans la partie 2 que le gain photoréfractif du $BaTiO_3$ diminue lorsque la densité de puissance incidente devient trop faible (Figure 3-8). Par conséquent, nous ne pourrons pas abaisser l'intensité que jusqu'à une valeur pour laquelle le produit $\Gamma\ell$ restera supérieur au seuil d'oscillation du MDCP. D'autre part, le temps de réponse augmente lorsqu'on diminue la densité de puissance.

Pour le cristal X47, nous avons déterminé un produit $\Gamma\ell = 11{,}8$ dans la configuration optimale. Théoriquement, le MDCP devrait pouvoir fonctionner avec une densité de puissance correspondant à une chute de gain de 50 % puisque cela nous amènerait à un produit $\Gamma\ell = 6$. D'après la figure 3-8, la densité de puissance pour laquelle le gain est réduit de 50 % est de 10 $mW.cm^{-2}$. Dans notre expérience, les faisceaux sont focalisés. On peut donc considérer que le diamètre du faisceau est de l'ordre de 1mm, ce qui correspond à une section du faisceau dans le cristal de 0,78 mm^2. Cela implique que l'intensité du faisceau incident minimale permettant de faire fonctionner le MDCP est d'environ 100 µW.

Il faut souligner qu'il n'est pas possible de trop focaliser le faisceau dans le cristal. En effet, le démarrage du MDCP repose sur le bruit constitué par la diffusion des faisceaux pompe sur les défauts du cristal. Si le faisceau est trop focalisé et donc trop fin, la diffusion amplifiée n'est plus suffisamment importante (le faisceau ne rencontrant plus de centres diffusants) et le MDCP peut ne pas démarrer (sauf avec des contraintes de réglages très importantes). Cette difficulté à démarrer a été observée expérimentalement. Le conjugué démarrait plus lentement avec des faisceaux focalisés, malgré la densité de puissance supérieure. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre puissance incidente et diamètre du faisceau.

Évaluation du temps de réponse

Évaluons le temps de réponse auquel nous devons nous attendre avec cette puissance incidente. Pour une puissance incidente de 5 mW sur chaque face du cristal, nous avons obtenu un temps de montée entre 10 % et 90 % de 1600 s (Figure 4-23). Ce temps correspond au temps de réaction du MDCP à une perturbations qui ne détruit pas le réseau.

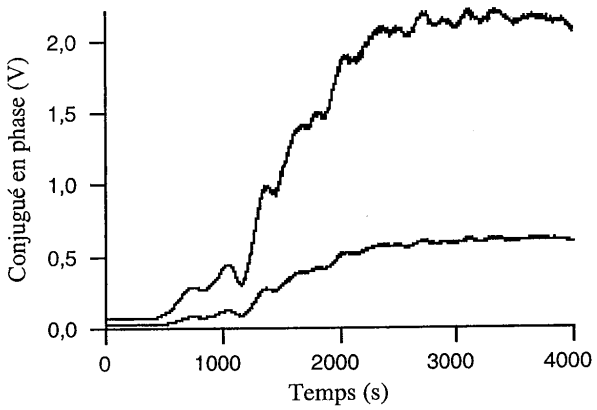


Figure 4-23 : Temps de montée du conjugué en phase.

Cependant, on peut définir également un temps "d'allumage" du MDCP qui correspond au temps pendant lequel le phénomène de compétition entre les réseaux qui est à la base de l'auto-oscillation dans le MDCP a lieu. Ce temps est de l'ordre de 500 s dans notre configuration.
On peut donc considérer un temps de réponse global de 2000 s environ. Si on considère que le temps de réponse reste inversement proportionnel à la densité de puissance (Chapitre 3), on obtient un temps de réponse de l'ordre de 1 jour pour une puissance de 100 µW incidente sur chaque face du cristal.

III.2.b. Confirmation expérimentale

Pour étudier le comportement du MDCP face à une baisse de la puissance incidente, les deux sources DBR utilisées précédemment ne sont plus nécessaires. Ainsi, pour nous rapprocher du montage final, nous avons transformé le montage de la figure 4-16 en utilisant une seule source. La source étant une diode DBR de très grande longueur de cohérence, nous avons ajouté sur l'un des bras entre la fibre monomode et la fibre multimode de 550µm de coeur 20m de fibre

multimode de 50 µm de coeur ce qui nous permet d'assurer que les deux faisceaux incidents sur le cristal seront incohérents.

Afin de vérifier nos prévisions, nous devons faire fonctionner le MDCP avec une puissance incidente sur chaque face du cristal d'environ 200 µW. Cependant, nous avons évalué que le temps de réponse risquait d'être très long et pour s'affranchir de cet inconvénient, nous avons décidé de ne pas effacer le réseau préalablement inscrit dans la même configuration mais avec une puissance plus élevée. Nous avons donc commencé par inscrire un réseau avec des faisceaux ayant une puissance d'environ 3,5 mW chacun. Une fois le réseau inscrit, nous avons baissé la puissance à 150 µW. Le réseau s'est donc légèrement effacé puisque pour changer la puissance incidente sur le cristal, nous avons baissé le courant dans la diode. Nous avons donc légèrement changé la longueur d'onde et donc la figure de speckle à la sortie de la fibre multimode. Puis, nous avons observé la réinscription d'un nouveau réseau, adapté à la nouvelle figure de speckle. Nous avons donc obtenu de la conjugaison de phase avec une puissance incidente de 150 µW et une amorce de 3,5 mW (Figure 4-24). Ensuite, nous avons encore baissé la puissance pour arriver à 100 µW mais nous n'avons plus observé de remontée du conjugué en phase après l'effacement dû au changement de longueur d'onde.

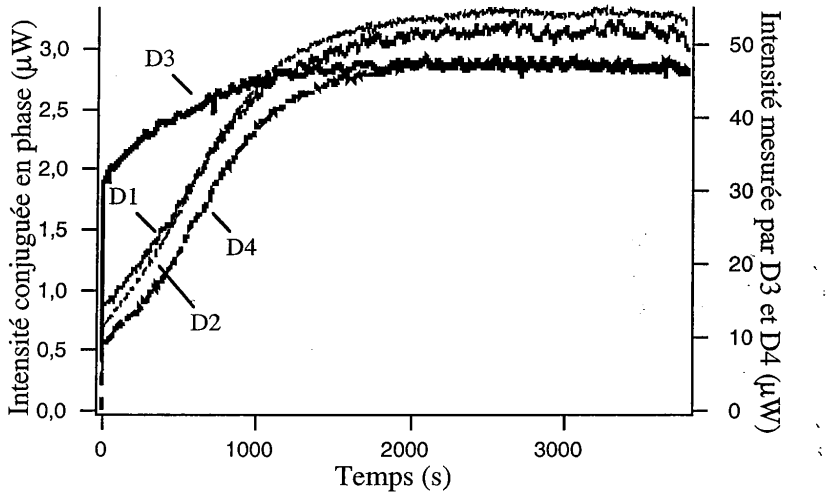


Figure 4-24 : Établissement du conjugué en phase avec une puissance de 150 µW incidents sur chaque bras à partir d'un réseau déjà inscrit (à 3,5 mW).

Cette expérience indique que la puissance minimale nécessaire au fonctionnement du MDCP est expérimentalement de l'ordre de 150 µW. Cependant, nous n'avons pas été en mesure

d'observer du conjugué en phase avec cette puissance sans réseau préalablement inscrit. En effet, avec 150 µW incidents sur chaque face du cristal, la densité de puissance sur le cristal est de l'ordre de 75 $mW.cm^{-2}$. Le temps de réponse étant très long avec cette densité de puissance, il est probable que le montage se dérégle légèrement au cours de temps, ce qui peut expliquer que nous n'avons plus été en mesure d'obtenir un conjugué en phase sans réseau préalablement inscrit.

III.3. Efficacité et fidélité de la conjugaison de phase

Avec le cristal X47-19c/2, nous avons toujours obtenu une transmission typique de 50 %. Si on considère par exemple la figure 4-24, nous avons une puissance incidente de 150 µW. Cela correspond à une puissance transmise de l'ordre de 100 µW en tenant compte des pertes par absorption dans le cristal (α=1,4 cm^{-1}). Or nous avons obtenu 50 µW d'intensité de retour au niveau du cristal soit une efficacité de 50 %.
En ce qui concerne la fidélité, nous avons effectué plusieurs mesures et les résultats étaient variables. La fidélité de la conjugaison de phase semble très sensible aux phénomènes décrits précédemment tels que l'oscillation parasite, l'homogénéité du faisceau de pompe, le recouvrement des faisceaux dans le cristal. Cependant, nous avons obtenu des fidélités de conjugaison de phase généralement comprises entre 50 et 100 % au niveau du cristal.

IV. Conclusion et perpectives

IV.1. Conclusion

Par cette étude du miroir à double conjugaison de phase à 850 nm, nous avons déterminé une configuration efficace qui nous a permis d'obtenir une transmission de 50 % ainsi qu'une bonne fidélité de conjugaison de phase. Nous avons montré qu'il est possible de faire fonctionner ce système avec des puissances incidentes sur chaque bras de l'ordre de 150 µW.
Pour parvenir à ce résultat, nous avons rencontré différents problèmes. Tout d'abord, nous avons constaté qu'il est très critique d'obtenir une fidélité de conjugaison de phase stable et répétitive contrairement à l'efficacité qui l'est toujours. La fidélité de la conjugaison de phase dépend de l'homogénéité du faisceau de pompe comme nous l'avons montré par l'étude de l'influence de la taille des grains de speckle du faisceau pompe. De plus, elle est perturbée plus facilement que l'efficacité par les phénomènes parasites pouvant apparaître dans les cristaux tels que les oscillations parasites ou l'auto-conjugaison de phase.

Cependant, à faible puissance, la proximité du seuil d'oscillation du MDCP entraine des problèmes de reproductibilité. Ce problème est préoccupant. En effet, nous avons calculé que le produit $\Gamma\ell$ vaut 11,8 dans notre montage. Ce calcul a été fait pour un gain saturé en intensité. Or, nous avons calculé dans le chapitre 3 la dépendance du gain avec l'intensité et nous voyons sur la figure 3-8 que la décroissance du gain commence dès qu'on passe sous une puissance de 300 $mW.cm^{-2}$, ce qui correspond à une puissance de 3,7 mW sur un faisceau de diamètre 1 mm. Or le gain devenant plus faible, l'influence de l'absorption démontrée par Wolffer et al [Wolffer 89] devient plus importante. Sachant que le seuil dans nos conditions expérimentales (faisceaux tavelés) est de 6, nous pensons que la mise en oeuvre du MDCP avec ce cristal et avec des puissances faibles (de l'ordre de quelques centaines de microwatts) dans le gyromètre sera difficile.

IV.2. Réalisation d'un MDCP avec un cristal de BCT

Notre objectif final est de réaliser un miroir à double conjugaison de phase dans un cristal de BCT à 850 nm afin de l'insérer dans le gyromètre. C'est pourquoi nous avons voulu montrer que ce cristal avait un gain suffisamment élevé pour permettre de réaliser un MDCP. Afin de faciliter les réglages et également de pouvoir travailler à forte puissance (pour ne pas être gêné par la valeur élevée de l'intensité de saturation du cristal de BCT), nous avons réalisé cette démonstration à 514 nm avec un laser argon.

Nous avons calculé dans le chapitre 2 la forme du gain en fonction des angles θ et β (Figure 2-21). Nous en avons déduit que le gain est maximum pour des angles $\beta = 45$ ° et $\theta = 9$ °. Nous avons donc choisi d'utiliser le cristal B 92 taillé à 45 ° et codopé rhodium, sodium à 2000 ppm. Dans la configuration optimale déterminée théoriquement, le gain devrait valoir 36 cm^{-1} à 514 nm (en tenant compte du facteur de réduction du gain de 50 % mis en évidence dans ce cristal au chapitre 2) ce qui semble amplement suffisant pour réaliser un MDCP [Weiss 87]. Ce résultat est confirmé par le fait que nous observons du beam-fanning à la sortie du cristal B 92 (Figure 4-25).

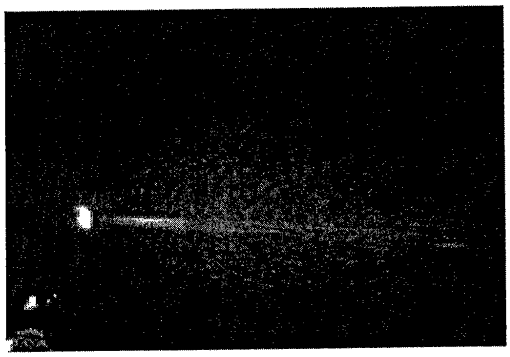


Figure 4-25: Photographie d'un écran placé à la sortie du cristal taillé à 45° montrant le beam-fanning.

Nous réalisons donc un MDCP avec ce cristal. Le faisceau issu du laser Argon est envoyé sur un cube séparateur non polarisant afin de former les deux faisceaux de pompe du système. Chaque faisceau passe à travers un diaphragme qui a exactement le même diamètre que le faisceau incident et qui a pour but de ne sélectionner que le conjugué en phase dans le faisceau de retour. Les faisceaux sont alors polarisés extraordinairement. Afin de rendre les deux faisceaux incohérents, nous utilisons un miroir monté sur une cale piézo-électrique sur un des bras qui empêche l'inscription de réseaux parasites entre les deux faisceaux pompe (Figure 4-26). C'est une technique classique pour supprimer les réseaux par réflexion [Cronin-Golomb 85]

Nous nous plaçons alors dans une configuration qui permet de profiter du gain maximum. Les faisceaux pénètrent donc le cristal avec des angles de 22 ° environ. Après quelques secondes, nous observons un cône de diffraction qui correspond à la dégénérescence conique. Ce résultat est encourageant puisqu'il montre que la conjugaison de phase est possible dans ce cristal. Pour réduire la dégénérescence conique, nous augmentons l'incidence des faisceaux pompes sur le cristal jusqu'à 45 °. Dans cette configuration, les deux faisceaux étant incidents sur le cristal, nous observons après quelques secondes une oscillation correspondant à un miroir à double conjugaison de phase, cette fois sans diffraction conique visible. Grâce au modèle du chapitre 2, nous pouvons calculer que le gain dans cette configuration vaut 20 cm^{-1} (avèc la réduction de 50 %) ce qui donne $\Gamma\ell = 8$.

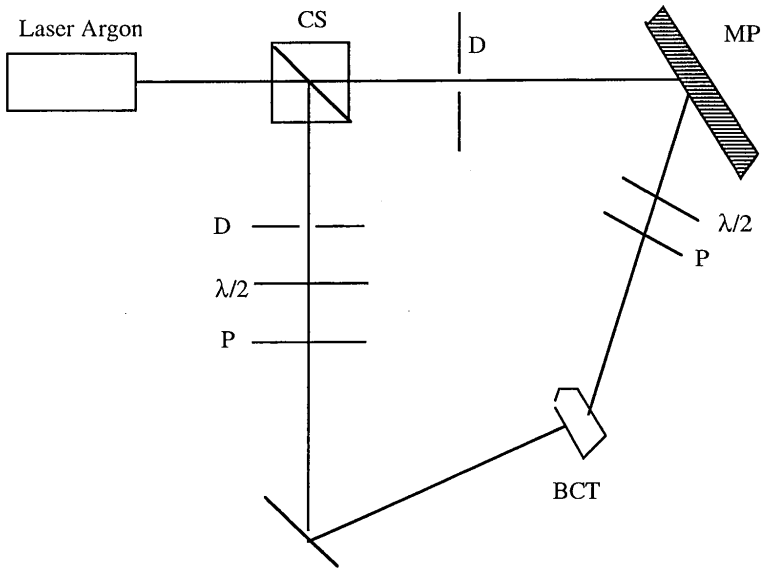


Figure 4-26 : Montage MDCP (λ/2 : lame demi-onde, CS : cube séparateur MP : miroir piézo-électrique, P : polariseur D : diaphragme).

Ces résultats préliminaires montrent que le gain du BCT est suffisant pour réaliser un MDCP. Cependant, nous n'avons pas cherché dans ces expériences à optimiser la configuration ou à le caractériser. En effet, notre objectif final était de réaliser un MDCP avec un cristal de BCT à 850 nm et le cristal utilisé n'est donc pas optimisé pour la longueur d'onde de 514 nm (absorption élevée).

Malgré tout, ce résultat est encourageant pour la suite de notre projet. Il nous reste maintenant à démontrer que le MDCP n'introduit pas de non-réciprocité dans le gyromètre. Cette démonstration fait l'objet du chapitre suivant et elle sera réalisée pour des raisons de facilité avec un cristal de titanate de baryum.

CHAPITRE 5

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

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

I. Mise en oeuvre du gyromètre à fibre

I.1. Description

Le gyromètre que nous avons utilisé est dérivé d'un gyromètre commercial dont seule la fibre a été changée. Ce prototype qui a été mis au point pour nos expériences par la société SFIM Allemagne (Figure 5-1) comporte une fibre monomode standard de 2 km de longueur. Des possibilités d'insérer un système tel que le miroir à double conjugaison de phase vers le milieu de la bobine de fibre ainsi que de changer la source ont été aménagées.
La source à notre disposition pour caractériser ce prototype est une diode super-luminescente émettant à 850 nm de 1 mW de puissance. Le détecteur est une photodiode PIN en silicium et un coupleur intégré monomode à maintien de polarisation en $LiNbO_3$ assure la réciprocité du système. La modulation de phase est assurée par deux modulateurs intégrés sur le coupleur $LiNbO_3$ et placés au début de chaque extrémité de la bobine de fibre.

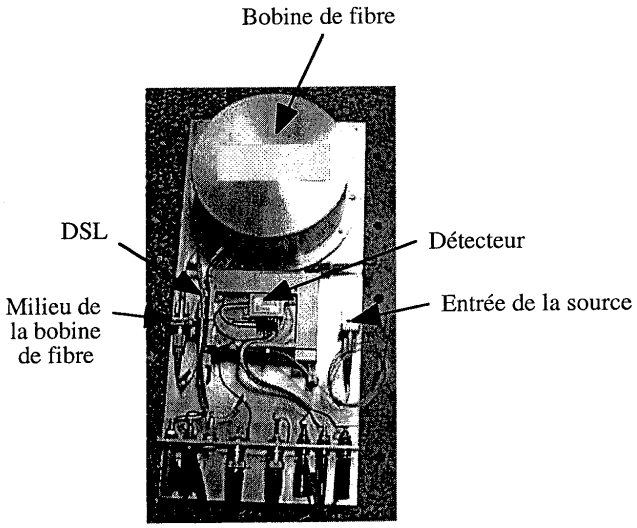


Figure 5-1 : Photographie du prototype de gyromètre. DSL : diode super-luminescente. Le coupleur ainsi que les modulateurs de phase ne sont pas visibles sur cette photographie.

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

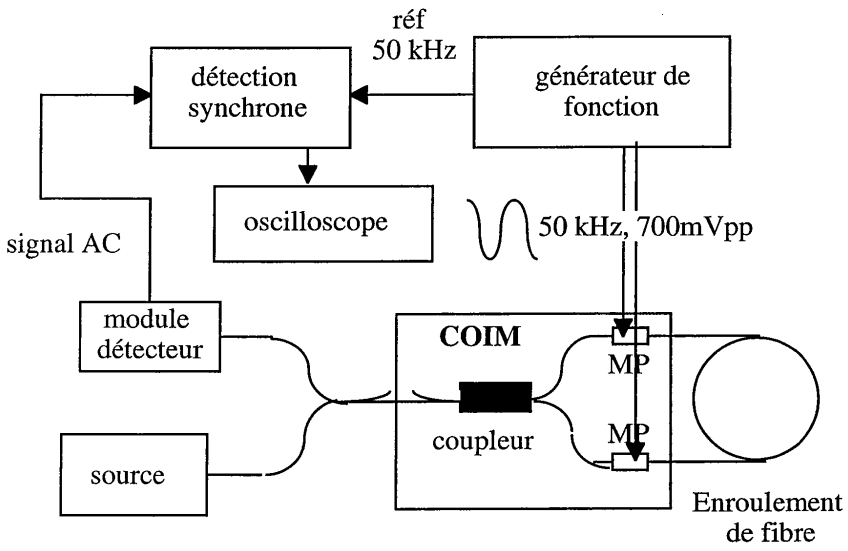


Figure 5-2 : Schéma du gyromètre à fibre. COIM représente le coupleur d'optique intégrée monomode qui inclut les modulateurs de phase (MP).

I.2. Mesure de la rotation de la terre

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

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

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

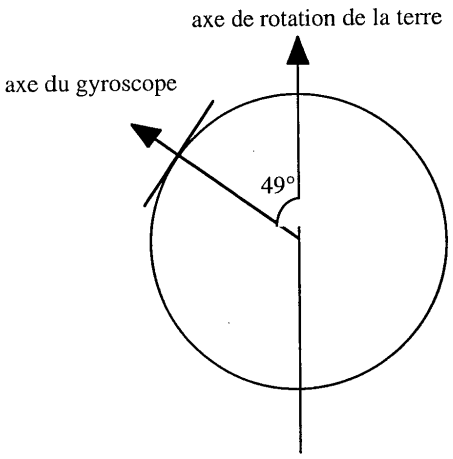


Figure 5-3 : Mesure de la rotation de la terre avec le gyromètre.

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

$$\Omega_T \cos 49° = \frac{\lambda c}{2\pi LD} \Delta\Phi_{NR} \tag{5-1}$$

où L est la longueur de la fibre, D le diamètre d'enroulement.
Dans le cas d'une modulation sinusoïdale du gyromètre, le déphasage non réciproque se calcule d'après l'équation 1-6 :

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

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

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

I.3. Pertes dans le gyromètre

Expérimentalement, nous avons mesuré une puissance au milieu de l'enroulement de fibre de 12 µW sachant que la puissance de la source fibrée à l'entrée du gyromètre est de 1mW. Par conséquent, les pertes sont de 19 dB.
Théoriquement, les pertes peuvent s'évaluer de la façon suivante : 3 dB pour la polarisation de la source (la diode super-luminescente n'est pas polarisée), 3 dB pour le premier coupleur, environ 4 dB de pertes dans le circuit d'optique intégrée monomode, 3 dB pour le second coupleur et 3 dB par kilomètre pour l'atténuation dans la fibre monomode à 850 nm. Au total, nous obtenons 18 dB, ce qui correspond à nos constatations expérimentales.

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

II.1. Montage minimal

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

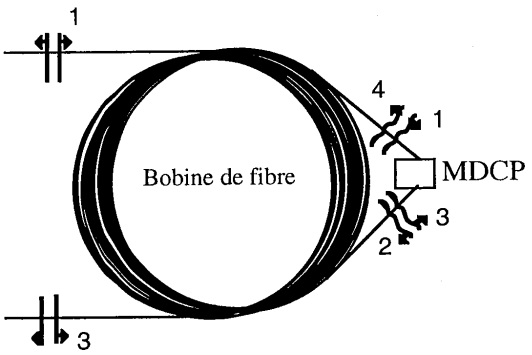


Figure 5-4 : Implantation du MDCP au voisinage du centre de la bobine de fibre.

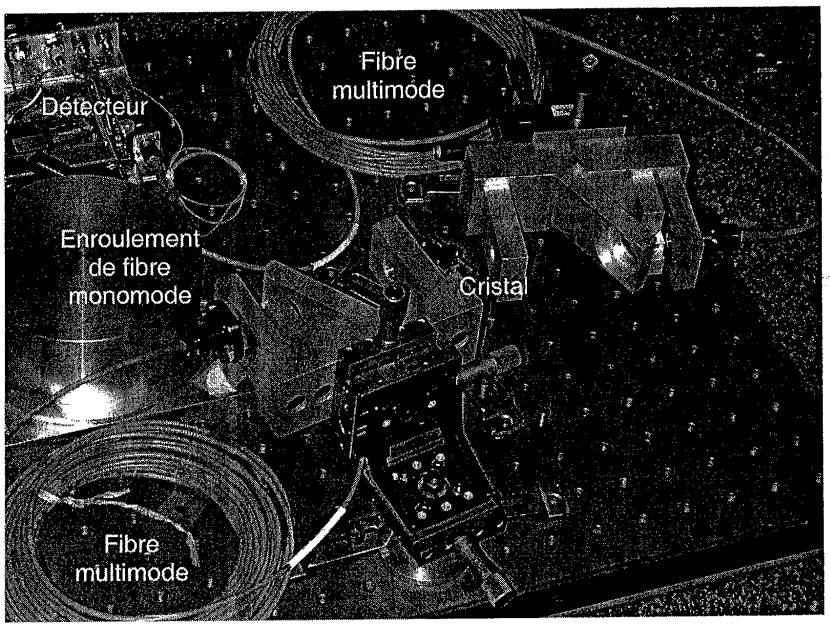


Figure 5-5 : Photographie du montage.

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

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

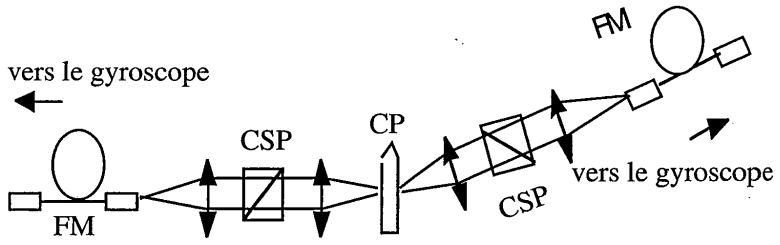


Figure 5-6 : Montage minimal de MDCP. FM : fibre multimode de 550 µm de coeur, de 10 m de long. CSP : cube séparateur de polarisation. CP : cristal photoréfractif.

II.2. Choix de la source

II.2.a. Longueur de cohérence

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

D'autre part, le fonctionnement du MDCP nécessite que le faisceau pompe soit cohérent avec sa lumière diffusée afin qu'ils puissent ensemble inscrire les réseaux qui sont à la base de l'auto-oscillation du MDCP. Cette condition fixe une longueur de cohérence minimale. Quelques millimètres devraient suffire dans notre configuration puisque c'est l'épaisseur de notre cristal [Cronin-Golomb 1985].
Cependant, la longueur de cohérence influe également sur la cohérence spatiale des différents modes de propagation dans la fibre. Les trains d'onde de durée t qui entrent dans la fibre se décomposent en effet suivant les différents modes et auront donc des temps de transit différents. Il faut que cette différence de temps de transit reste inférieure à t. Pour pouvoir travailler avec une longueur de cohérence réduite, il est donc plus favorable d'utiliser un bobinage de fibre monomode avec une courte longueur de fibre multimode, plutôt qu'un bobinage complet de fibre multimode.

II.2.b. Puissance de la source

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

II.2.c. Conclusion

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

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

II.3. Résultats expérimentaux

L'objectif de ces expériences est de montrer que le MDCP n'introduit pas un déphasage non-réciproque supplémentaire par rapport au fonctionnement du gyromètre seul et qui serait vu comme un signal de rotation. La question de la réciprocité du MDCP a été abordée pour la première fois en 1991 [Gu 91]. Dans cet article, il est démontré qu'un certain nombre de paramètres décrivant le fonctionnement du MDCP sont une conséquence directe de sa réciprocité. Une première démonstration expérimentale de cette réciprocité a été réalisée [Delaye 00] mais la véritable réponse sera donnée par le gyromètre lui-même, puisqu'il est le meilleur moyen de tester la réciprocité d'un composant optique. C'est pourquoi, nous allons comparer les résultat obtenus avec le MDCP à ceux obtenus si on connecte simplement la bobine de fibre sans introduire le miroir. Lors de ces mesures comparatives, il sera très important de se placer dans des conditions identiques, notamment de rapport signal à bruit. C'est pour cette raison notamment que les pertes introduites par le MDPC devront être ajoutées volontairement au système sans MDCP afin de conserver un rapport signal à bruit comparable.
Le laser titane-saphir est réglé à la longueur d'onde de 850 nm. La lumière est ensuite couplée dans une fibre monomode de 5 µm de coeur par un objectif de microscope de grossissement 20. La puissance obtenue à la sortie de la fibre monomode est de l'ordre de 100 mW.

II.3.a. Expériences sans MDCP

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

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

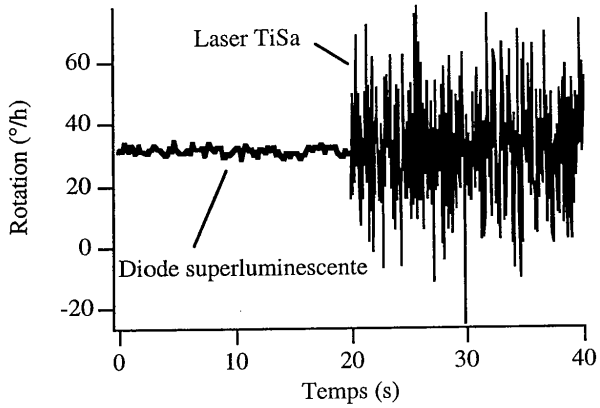


Figure 5-7 : Signaux délivrés par le gyromètre et la détection synchrone avec le laser Titane-Saphir. Comparaison avec les signaux reçus lorsque le gyromètre fonctionne avec la diode super-luminescente. Les signaux ont été enregistrés avec un temps d'intégration de 3ms et pour la même intensité entrant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

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

II.3.b. Expériences avec le MDCP

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

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

Cristal X47 19 c/2

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

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

Nous avons donc décidé d'utiliser un autre cristal.

Choix d'un nouveau cristal

Les critères de choix de ce nouveau cristal sont les suivants. D'une part, il faut que le produit $\Gamma\ell$ soit suffisamment grand pour que nous soyons largement au-dessus du seuil et d'autre part, il serait intéressant que l'intensité de saturation soit faible afin que le système puisse fonctionner à faible puissance. Notre choix s'est donc porté sur un cristal long dont la conduction dans le noir est faible. Nous avons choisi un cristal de $BaTiO_3$ dopé au cobalt et taillé à 0° de 1cm de long. L'efficacité de ces cristaux pour la conjugaison de phase dans le proche infrarouge a été démontrée [Rytz 90]. De plus, leur conductivité dans le noir est très faible, d'où un temps de mémorisation dans le noir très long et une utilisation de ces cristaux dans des dispositifs de mémoires holographiques. Ils peuvent donc être utilisés avec de très faibles densités de puissance [Chang 95]. Leur seul inconvénient est qu'ils absorbent peu dans le proche infrarouge et leur temps de réponse est plus élevé que celui d'un cristal dopé au rhodium [Rytz 90 (1), Mathey 98].

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

dans le $BaTiO_3$:Rh. C'est pour ces raisons que nous obtenons une conjugaison de phase efficace. Nous réalisons dans ce cristal un MDCP avec le laser titane saphir suivant la configuration présentée sur la figure 5-8 et nous constatons que l'efficacité est de 70 % pour une puissance incidente de 6 mW. Ce résultat est très intéressant puisqu'il signifie que nous pouvons espérer que 70 % de la lumière incidente sur le cristal (corrigée des pertes sur le trajet) soit recouplée dans le coupleur monomode du gyromètre. Il est très important de noter que le fait que la fidélité ne soit pas égale à 1 implique que les fronts d'onde des faisceaux de retour ne seront pas parfaitement reconstruits dans la fibre monomode et ne se recouplerons donc pas parfaitement dans le coupleur monomode. Mais cela cause simplement une baisse de l'efficacité de couplage sans induire de non-réciprocité (à partir du moment où le coupleur monomode est suffisamment sélectif [Delaye 00], ce qui est le cas dans les gyromètres commerciaux dont notre montage est dérivé).

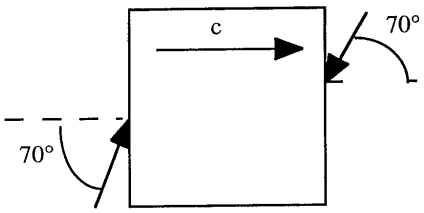


Figure 5-8 : Configuration MDCP réalisée dans un cristal de $BaTiO_3$:Co.

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

Résultats expérimentaux avec le cristal de $BaTiO_3$:Co

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

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

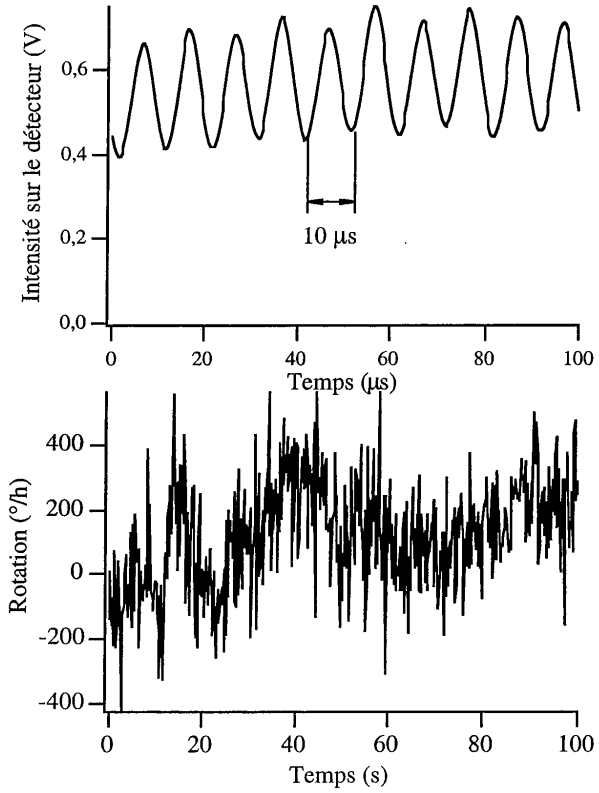


Figure 5-9 : Signal reçu par la détection synchrone (a) et le détecteur du gyromètre (b) avec le laser titane-saphir et le montage MDCP.

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

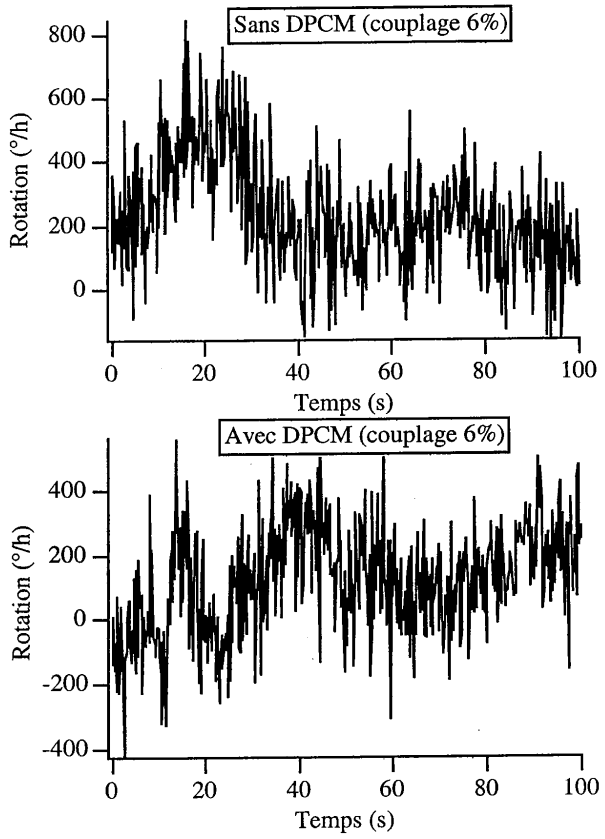


Figure 5-10 : Comparaison de l'amplitude du bruit mesuré à la détection synchrone avec et sans MDCP pour le même taux de couplage.

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

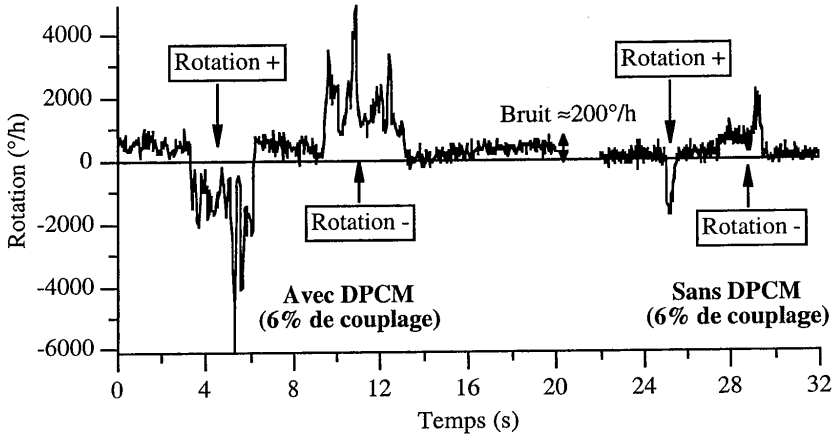


Figure 5-11 : Exemple de réponse du gyromètre à une rotation avec et sans MDCP. Rotation - correspond à une rotation dans le sens trigonométrique.

III. Discussion et perspectives

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

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

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

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

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

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

CONCLUSION

Les propriétés du cristal de BCT sont particulièrement intéressantes pour envisager qu'il remplace le $BaTiO_3$ dans les applications qui le nécessitent. En effet, ses coefficients électrooptiques sont élevés et le dopage au rhodium le rend sensible à 850 nm et à 1,06µm.

Nous avons montré que les deux premiers coefficients électro-optiques r_{13} et r_{33} sont plus élevés dans le BCT (r_{13}^T = 33 pm.V^{-1} et r_{33}^T = 170 pm.V^{-1}) que dans le $BaTiO_3$ (r_{13}^T = 8 pm.V^{-1} et r_{33}^T = 105 pm.V^{-1}), tandis que le dernier est 3 fois moins fort dans le BCT (r_{42}^T= 453 pm.V^{-1} dans le BCT et r_{42}^T = 1300 pm.V^{-1} dans le $BaTiO_3$). Ce coefficient a cependant une valeur suffisante pour réaliser de la conjugaison de phase, comme nous l'avons démontré en réalisant un miroir à double conjugaison de phase avec un cristal de BCT à 514 nm. En plus de ces propriétés intéressantes, ces cristaux sont particulièrement faciles à obtenir car leur croissance peut se faire avec la composition congruente, ce qui n'est pas le cas du $BaTiO_3$ qui croît dans un excès de TiO_2. Ainsi, le BCT a l'avantage de croître plus rapidement et aussi d'être plus homogène du point de vue cristallin que le $BaTiO_3$.

L'étude de la sensibilité du cristal de BCT:Rh à 850 nm nous a permis de montrer que les cristaux sont sensibles à cette longueur d'onde. Nous avons mis en évidence des différences importantes entre le $BaTiO_3$ et le BCT au niveau du transfert de charges. En effet, nous avons montré que les cristaux de BCT contiennent du fer en grande quantité, ce qui a pour conséquence qu'il est nécessaire de doper les cristaux très fortement avec du rhodium pour améliorer leur sensibilité et que la densité de puissance nécessaire au bon fonctionnement de ces cristaux de BCT est beaucoup plus élevée que celle du $BaTiO_3$. Ces problèmes seraient résolus par la suppression du fer présent dans ces cristaux, ce qui implique d'identifier son origine. Enfin, nous avons montré que le dopage au rhodium rend les cristaux de BCT sensibles à 1,06 µm.

Nous avons ensuite mis au point avec $BaTiO_3$ un montage de miroir à double conjugaison de phase à 850 nm capable d'être inséré dans le gyromètre. Nous avons conçu un montage minimal et déterminé une configuration permettant d'obtenir une bonne efficacité de conjugaison de phase, en nous affranchissant des problèmes d'instabilité. Nous avons rencontré une limitation du montage qui est que notre MDCP ne peut fonctionner qu'avec une puissance incidente minimale d'environ 150 µW.

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

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

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

Références bibliographiques

[Arditty 81] H.J. Arditty, H.C. Lefevre, "Sagnac effect in fibre gyroscopes", Opt. Lett. **6,** 401 (1981).

[Ashkin 66] A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, H.J. Levinstein, K. Nassau, "Optically-induced refractive index inhomogeneities in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$", Appl. Phys. Lett. **9**, 72 (1966).

[Balakumar 94] S. Balakumar, R. Ilangovan, C. Subramanian, P. Ramasamy, "Growth of $Ba_{1-x}Ca_xTiO_3$ single crystals and their characterizations", Ferroelectrics **158**, 115 (1994).

[Beckwith 87] P.H. Beckwith, I. McMichael, P. Yeh, "Image distortion in multimode fibers and restoration by polarization-preserving phase conjugation", Opt. Lett. **12**, 510 (1987).

[Bergh 81] R.A. Bergh, H.C. Lefèvre, H.J. Shaw, "All-single-mode fiber-optic gyroscope", Opt. Lett. **6**, p. 198 (1981).

[Bergh 81 (2)] R.A. Bergh, H.C. Lefèvre, H.J. Shaw, "All-single-mode-fibre-optic gyroscope with long term stability", Opt. Lett. **6**, p. 502 (1981).

[Bergh 84] R.A. Bergh, H.C. Lefèvre, H.J. Shaw, "An overview of fiber-optic gyroscopes", J. Lightwave Tech. LT **2(2)**, 91 (1984).

[Bernasconi 95] P. Bernasconi, M. Zgonik, P. Günter, "Temperature dependence and dispersion of electro-optic and elasto-optic effect in perovkite crystals", J. Appl. Phys. **78**, 2651 (1995).

[Böhm 81 (1)] K. Böhm, P. Russer, E. Weidel, R. Ulrich, "Low-noise fiber-optic rotation sensing", Opt. Lett. **6**, p. 64 (1981).

[Böhm 81 (2)] K. Böhm, P. Marten, K. Petermann, E. Weidel, R. Ulrich, "Low-drift gyro using a superluminescent diode", Electr. Lett. **17**, p. 352 (1981).

[Brignon 98] A. Brignon, S. Sénac, J.-L. Ayral, J.-P. Huignard, "Rhodium-doped barium titanate phase-conjugate mirror for an all-solid-state, high-repetition-rate, diode-pumped Nd:YAG master-oscillator power amplifier laser", Appl.Opt. **37**, 3990 (1998)

[Brost 88] G.A. Brost, R.A. Motes, J.R. Rotge, "Intensity-dependent absorption and photorefractive effects in barium titanate", J. Opt. Soc. Am. B **5**, 9, 1988.

[Burns 83] W. Burns, R. Moeller, C. Villaruel, M. Abebe, "Fiber-optic gyroscope with polarization-holding fiber", Opt. Lett.**8**, 540 (1983).

[Buse 93] K. Buse, S. Riehemann, S. Loheide, H. Hesse, F. Mersch, E. Krätzig. Phys. Status Solidi (a) **135**, K.87 (1993).

[Buse 95] K. Buse, E. Krätzig, "Three-valence charge-transport model for explanation of the photorefractive effect", Appl.Phys. B **61**, 27 (1995).

[Buse 97] K. Buse, "Light induced charge transport processes in photorefractive crystals I: Models and experimental methods", Appl. Phys. B **64**, 273-291 (1997), K.Buse, "Light-induced charge transport processes in photorefractrive crystals II: Materials.", Appl. Phys. B, **64**, 391 (1997).

[Campbell 95] S. Campbell, P. Yeh, C. Gu, Q.B. He, "Fidelity of image restoration by partial phase conjugation through multimode fibers", Opt. Comm. **114**, 50 (1995).

[Chang 95] J.Y. Chang, M.H. Garrett, P. Tayebati, H.P. Jenssen, C. Warde, "Light-induced dark decay and sublinear intensity dependence of the response time in cobalt-doped barium titanate", J. Opt. Soc. Am. B **12**, 2, p.248, 1995.

[Chang 95 (2)] C.C. Chang, D.R. Sleviat, "Mutually pumped phase-conjugate mirror : fish-head configuration, Opt. Lett. **20**, 677 (1995).

[Chang 97] C.C. Chang, D.R. Sleviat, "High efficiency laser coupling in $BaTiO_3$ mutually pumped phase-conjugate mirror using novel configurations", SPIE 2998, 323 (1997).

[Chen 87] W.H. Chen, P.J. Wang, "Phase conjugate fiber-optic gyroscope with multimode fibers" Proc. SPIE **838**, 140 (1987).

[Chiou 95] A. Chiou, P. Yeh; C. Yang; C. Gu, "Photorefractive spatial mode converter for multimode-to-single-mode fiber-optic coupling", Opt. Lett. **20**, 10, p.1125 (1995).

[Corner 97] L. Corner, R. Ramos-Garcia, A. Petris, M.J. Damzen, "Experimental and theoretical characterization of rhodium-doped barium titanate", Opt. Comm. **143**, 165 (2000).

[Cronin-Golomb 82 (1)] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J.O. White, A. Yariv, "Passive (self-pumped) phase conjugate mirror : theoretical and experimental investigation", Appl. Phys. Lett. **41**, 8 p.689 (1982).

[Cronin-Golomb 82 (2)] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J. Nilsen, J.O. White, A. Yariv, "Laser with dynamic holographic intracavity distortion correction capability", Appl. Phys. Lett. **41**, 3 p.219 (1982).

[Cronin-Golomb 83] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J.O. White, A. Yariv, "Passive phase conjugate mirror based on self-induced oscillation in an optical ring cavity", Appl. Phys. Lett. **42**, 919 (1983).

[Cronin-Golomb 84] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J.O. White, A. Yariv, "Theory and applications of four-wave mixing in photorefractive media", I.E.E.E. J. Quantum Electron. **20**, 1, p.12 (1984).

[Cronin-Golomb 85] M. Cronin-Golomb, J. Paslaski, A. Yariv, "Vibration resistance, short coherence length operation, and mode-locked pumping in passive phase conjugate mirrors", Appl. Phys. Lett. **47**, 1131 (1985).

[Cronin-Golomb 89] M. Cronin-Golomb, "Dynamically programmable self-aligning optical interconnect with fan-out and fan-in using self-pumped phase conjugation", Appl. Phys. Lett. **54**, 2189 (1989).

[Cronin-Golomb 90] M. Cronin-Golomb, "Almost all transmission grating self-pumped phase-conjugate mirrors are equivalent", Opt. Lett. **15**, 16, p.897 (1990).

[Cutler 80] C.C. Cutler, S.A. Newton, H.J. Shaw, "Limitation of rotation sensing by scattering", Opt. Lett. **5**, 488 (1980).

[Davis 81] J.L. Davis, S. Ezekiel, "Closed-loop, low-noise fiber-optic rotation sensor", Opt. Lett. **6**, 505 (1981).

[Delaye 00] Ph. Delaye, A. Fotiadi, G. Roosen, "Reciprocity and phase conjugation : application to the study of the double phase conjugate mirror", Optics Comm. **174**, 257 (2000).

[Delaye 97] Ph. Delaye, L.A. de Montmorillon, I. Biaggio, J.C. Launay, G. Roosen, "Wavelength dependent effective trap density in CdTe : evidence for the presence of two photorefractive species", Optics Comm. **134**, 580 (1997).

[Delaye 95] Ph. Delaye, L.A. de Montmorillon, G. Roosen, "Transmission of time modulated optical signals through an absorbing photorefractive crystal", Opt. Comm. **118**, 154 (1995).

[Devonshire 51] A.F. Devonshire, "Theory of barium titanate", Part.II, Phil.Mag. **42**, 1065 (1951).

[Devries 54] R.C. DeVries, R. Roy, "Phase equilibria in the system $BaTiO_3$-$CaTiO_3$", presented at the Fifty-Sixth Annual Meeting, The American Ceramic Society, Chicago, **I11**, April 20, 1954.

[DiDomenico 69] M. DiDomenico Jr, S.H. Wemple, "Oxygen-octahedra ferroelectrics. I. Theory of electrooptical and non-linear effects", J. Appl. Phys. **40**, 720 (1969) and "Oxygen-octaedra ferroelectrics. II. Electro-optical and non-linear optical device applications", J. Appl. Phys. **40**, 735 (1969) .

[Ducharme 87] S. Ducharme, J. Feinberg, R.R. Neurgaonkar, "Electrooptic and piezoelectric measurements in photorefractive barium-titanate and strontium barium niobate", IEEE J.Quant. Electr, QE **23,** 2116 (1987).

[Dunning 82] G.J. Dunning, R.C. Lind, "Demonstration of image transmission through fibers by optical phase conjugation", Opt. Lett. **7**, 558 (1982).

[Dupray 99] V. Dupray; M. Brunel; C. Ozkul; N. Wolffer, "Polarization-independent double phase conjugate mirror", Opt. Comm. **163**, 4-6; p.223 (1999).

[Eliseev 91] V.V. Eliseev, V.T. Tikhonchuk, A.A. Zozulya, "Double-phase conjugate mirror : two-dimensionnal analysis", J. Opt. Soc. Am. B **8**, 12, p.2497 (1991).

[Ewbank 87] M.D. Ewbank, R.R. Neurgaonkar, W.K.Cory, "Photorefractive properties of strontium-barium niobate", J. Appl. Phys. **62**, 374 (1987).

[Ewbank 88] M.D. Ewbank, "Mechanism for photorefractive phase conjugation using incoherent beams", Opt. Lett. **13**, 1, 47 (1988).

[Ewbank 90] M.D. Ewbank, R.A. Vazquez, R.R. Neurgaonkar, J. Feinberg, "Mutually pumped phase conjugation in photorefractive strontium barium niobate: theory and experiment", J. Opt. Soc. Am. B **7**, 2306 (1990).

[Feinberg 80] J. Feinberg, R. Hellwarth, "Phase-conjugating mirror with continuous-wave gain", Opt. Lett. **5**, 519 (1980).

[Feinberg 82 (1)] J. Feinberg, "Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection", Opt. Lett. **7**, 486 (1982).

[Feinberg 82 (2)] J. Feinberg, "Asymmetric self-defocusing of an optical beam from the photorefractive effect", J. Opt. Soc. Am. **72**, 46 (1982).

[Fischer 82] B. Fischer, M. Cronin-Golomb, J.O. White, A. Yariv, R. Neurgaonjar, "Amplifying continuous wave phase conjugator mirror with strontium barium niobate", Appl. Phys. Lett. **40**, 863 [82]

[Fischer 85 (1)] B. Fischer, S. Sternklar, "New optical gyroscope based on the ring passive phase conjugator", Appl. Phys. Lett. **47**, 1 (1985).

[Fischer 85 (2)] B. Fischer, S. Sternklar, " Image transmission and interferometry with multimode fibers using self-pumped phase conjugation", Appl. Phys. Lett. **46**, 113 (1985).

[Fischer 87] B. Fischer, S. Sternklar, "Spatial light modulation and filtering effects in photorefractive wave mixing", Appl. Phys. Lett. **51**, 74 (1987)

[Ford 89] J.E. Ford, Y. Fainman, S.H. Lee, "Enhanced photorefractive performance from 45°-cut $BaTiO_3$, Appl. Opt. **28**, 4808 (1989).

[Graindorge 82] Ph. Graindorge, H.J. Arditty, M. Papuchon, J.P. Huignard, C. Bordé, "Forced reciprocity using phase conjugation", Fiber-Optic rotation sensors, Springer Verlag, Berlin, p.368 (1982).

[Gu 91] C. Gu, P. Yeh, "Reciprocity in photorefractive wave mixing", Opt. Lett. **16**, 455 (1991).

[Gu 94] C. Gu, P. Yeh, "Partial phase conjugation, fidelity and reciprocity", Opt. Comm. **107**, 135 (1994).

[Günter 91] P. Günter, M. Zgonik, "Clamped-unclamped electro-optic coefficient dilemma in photorefractive phenomena", Optics Letters **16**, 23 (1991).

[Günter et Huignard] P. Günter, J.P. Huignard, "Photorefractive materials and their applications I", Topics in Applied Physics vol. 61, p.70, Springer Verlag (1988).

[Hellwarth 77] R.W. Hellwarth, "Generation of time-reversed wave fronts by nonlinear refraction", J. Opt. Soc. Am. **67**, 1 (1977).

[Huibregtse 59] E.J. Huibregtse, W.H. Bessey, M.E. Drougard, "" J. Appl. Phys. **30**, 899 (1959).

[Huot 00] N. Huot, J.M. Jonathan, G. Roosen, "Photorefractive Optics : Materials, Properties and Applications, ch. 14, Academic Press, 2000.

[Huot 99] N. Huot, J.M. Jonathan, G. Pauliat, P. Georges, A. Brun, G. Roosen, "Laser mode manipulation by intracavity dynamic holography : Application to mode seleection", Appl. Phys. B **69**, 155 (1999).

[Huot 98] N. Huot, "Etude de $BaTiO_3$:Rh photoréfractif à 1,06 µm et application à la correction dynamique de front d'onde par conjugaison de phase", Thèse de l'université Paris XI, 1999.

[Huot 98 (2)] N. Huot, J.M.C. Jonathan, G. Roosen, "Characterization and optimization of a ring self-pumped phase-conjugate mirror at 1,06 μm with $BaTiO_3$:Rh", J. Opt. Soc. Am. B **15**, 1992 (1998).

[Huot 97 (1)] N. Huot, J.M.C. Jonathan, G. Pauliat, D. Rytz, G. Roosen, "Characterization of a photorefractive rhodium doped barium titanate at 1,06μm", Optics Comm. **135**, 133 (1997).

[Huot 97 (2)] N. Huot, J.M.C. Jonathan, G. Roosen, "Validity of the three-charge-state model in photorefractive $BaTiO_3$:Rh at 1,06μm in the cw regime", Appl. Phys. B **65**, 489 (1997).

[Huot 97 (3)] N. Huot, J.M.C. Jonathan, D. Rytz, G. Roosen, "Self-pumped phase conjugation in a ring cavity at 1,06μm in cw and nanosecond regimes using photorefractive $BaTiO_3$:Rh", Opt. Comm. **140**, 296 (1997).

[Hussain 90] G. Hussain, S.W. James, R.W. Eason, "Observation and modelling of dynamic instabilities in the mutually pumped bird-wing phase conjugator in $BaTiO_3$", J. Opt. Soc. Am. B **7**, 12, p.2294 (1990).

[James 93] S.W. James, K.E. Youden, P.M. Jeffrey, R.W. Eason, "$BaTiO_3$ waveguide self-pumped phase conjugator", Opt. Lett. **18**, 14, p.1138 (1993).

[Johnson 93] B. Johnson, R. Mandra, G.W. Iseler, H.R. Clark, "Wide-field-of-view heterodyne receiver at 1,06 μm with photorefractive InP:Fe", Opt. Lett. **18**, 21, p. 1840 (1993).

[Jona 62] F. Jona, G. Shirane, "*Ferroelectric Crystals*" Pergamon Press, New York (1962).

[Kaczmarek 99] M. Kaczmarek, R.W. Eason, I. Mnushkina, "The effect of doping and processing conditions on the optical performance of Rh:$BaTiO_3$", Appl. Phys. B **68**, 813 (1999).

[Kintner 81] E.C. Kintner, "Polarization control in optical-fiber gyroscopes", Opt. Lett. **6**, 3, p.154 (1981).

[Klein 86] M.B. Klein, R.N. Schwartz, "Photorefractive effect in $BaTiO_3$: microscopic origins", J. of the Opt. Soc. of Am. B **3**, p.293 (1986).

[Klein 88] M.B. Klein, "Photorefractive properties of $BaTiO_3$", Topics in Applied Physics : Photorefractive Materials and their Applications I, ed. P.Günter and J.P.Huignard, Vol. 61, Springer Verlag, p. 195-236 (1988).

[Kogelnik 65] H. Kogelnik, "Holographic image projection through inhomogeneous media", Bell Syst. Tech. J. **44**, 2451 (1965).

[Krätzig 80] E. Krätzig, F. Welz, R. Orlowski, V. Doormann, M. Rosenkranz, "Holographic storage properties of $BaTiO_3$", Solid State Comm. **27**, 1351 (1980).

[Kröse 95] H. Kröse, R. Scharfschwerdt, O.F. Schirmer, H. Hesse, "Light-induced charge transport in $BaTiO_3$ via three charge state of rhodium", Appl. Phys. B. **61**, 1 (1995).

[Kukhtarev 79] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals I. Steady state", Ferroelectrics **22**, 949 (1979) and Ferroelectrics **22**, 961 (1979)..

[Kuper 97 (1)] Ch. Kuper, R. Pankrath, H. Hesse, "Growth and dielectric properties of congruently melting $Ba_{1-x}Ca_xTiO_3$ crystals", Appl. Phys. A. **65**, 301 (1997).

[Kuper 97 (2)] Ch. Kuper, "Züchtung une Characterisierung von $(Ba_{1-x}Ca_x)TiO_3$ Kristallen", thèse de l'université d'Osnbabrück, Octobre 1997.

[Kuper 98] Ch. Kuper, K. Buse, U. Van Stevendaal, M. Weber, T. Leidlo, H. Hesse, E. Krätzig, "Electrooptic and photorefractive properties of ferroelectric barium-calcium titanate crystals", Ferroelectrics **208-209**, 213 (1998).

[Lefèvre 92] H. Lefèvre, "The fiber-optic gyroscope", Artech house, Boston, London, 1992.

[Lyubomudrov 92] O.V. Lyubomudrov, V.V. Shkunov, "Threshold for conjugation of speckle beams by a double phase conjugate mirror", Sov. J. Quantum Electron. **22**, 11 (1992).

[Macek 63] W.M. Macek, D.T.M. Davis, "Rotation rate sensing with travelling-wave ring lasers", Appl. Phys. Lett. **2**, 67 (1963).

[Mager 94] L. Mager, C. Laquarnoy, G. Pauliat, M.H. Garrett, D. Rytz, G. Roosen, "High-quality self-pumped phase conjugation of nanosecond pulses at 532 nm using photorefractive $BaTiO_3$", Opt. Lett. **19**, 1508 (1994).

[Martel 94] G. Martel, N. Wolffer, J.Y. Moisan, P. Gravey, "Double-phase-conjugate mirror in CdTe:V with elimination of conical diffraction at 1,54μm", Opt. Lett. **20**, 8, p.937 (1995).

[Mathey 98] P. Mathey, P. Jullien, D. Rytz, "Efficient contour generation and tracking of a moving object with a rhodium-dopde $BaTiO_3$ crystal working in the near infrared", Appl. Phys. Lett. **73**, 23, p.3327 (1998).

[Mathey 01] P. Mathey, A. Dazzi, P. Jullien, D. Rytz, P. Moretti, "Guiding properties and nonlinear wave mixing at 854 nm in a rhodium-doped $BaTiO_3$ waveguide implanted with He^+ ions", J. Opt. Soc. Am. B **18**, 344 (2001).

[McFarlane 83] R.A. McFarlane, D.G. Steel, "Laser oscillator using resonator with self-pumped phase-conjugate mirror", Opt. Lett. **8**, 208 (1983).

[McMichael 87] I. McMichael, P. Beckwith, P. Yeh, "Phase-conjugate multimode fiber gyro", Opt Letters **12**, 507 (1987).

[Michelson 25] A.A. Michelson, H.G. Gale, Nature **115**, 566 (1925).

[Montemezzani 00] G. Montemezzani, "Optimization of photorefractive two-wave mixing by accounting for material anisotropies : $KNbO_3$ and $BaTiO_3$", Phys.Rev. **A 62**, 053803 (2000).

[Nazarathy 83] M. Nazarathy, J. Shamir, "Phase conjugacy and symmetries in general optical systems", J. Opt. Soc. Am. **73**, 910 (1983).

[Neumann 99] J. Neumann, M. Röwe, H. Veenhuis, R. Pankrath and E. Krätzig," Linear electrooptic coefficient r_{42} of tetragonal potassium-tantalate-niobate and barium-calcium titanate", Phys. Stat. Sol **(b) 215**, R9 (1999).

[Neurgaonkar 87] R.R. Neurgaonkar, W.K. Cory, J.R. Oliver, M.D. Ewbank, W.F. Hall, "Development and modification of photorefractive properties in the tungsten bronze family crystals", Opt. Eng. **26**, 392 (1987).

[Nye 57] J.F. Nye, "Physical Properties of Crystals" (Oxford University Press, 1957, 1985), pp. 170-191.

[Pauliat 91] G. Pauliat, P. Mathey, G. Roosen, "Influence of piezoelectricity on the photorefractive effect", J. Opt. Soc. Am. B **8**, 1942 (1991).

[Pauliat 00] G. Pauliat, G. Roosen, "L'effet photoréfractif", chapitre dans "L'optique non linéaire et ses matériaux", Collection de la Société Française d'Optique, EDP Sciences 2000.

[Petris 93] A. Petris, S. Tibuleac, L. Voicu, "Fidelity measurement methods for phase conjugation by degenerate four wave mixing in photorefractive BTO crystals", SPIE **2108**, p.29 (1993).

[Petrov 89] M.P. Petrov, S.L. Sochava, S.I. Stepanov, "Double phase-conjugate mirror using a photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal", Opt. Lett. **14**, 284 (1989).

[Rajbenbach 91] H. Rajbenbach, A. Delboulbé, J.P. Huignard, "Low-noise amplification of ultraweak optical wave fronts in photorefractive $Bi_{12}SiO_{20}$, Opt. Lett. **16**, 1481 (1991).

[Rosenthal 62] A.H. Rosenthal, "Regenerative circulatory multiple-beam interferometry for the study of light propagation effects", J. Opt. Soc. Am. **52**, 1143 (1962).

[Ross 93 (1)] G.W. Ross, P. Hribek, R.W. Eason, M.H. Garrett, D. Rytz, "Impurity enhanced self-pumped phase conjugation in the near infrared in 'blue' $BaTiO_3$", Optics Comm. **101**, 60 (1993).

[Ross 93 (2)] G.W. Ross, R.W. Eason, "Double phase-conjugate mirror with sixfold gain in photorefractive $BaTiO_3$ at near-infrared wavelength", Opt. Lett. **18**, 8 (1993).

[Rytz 90 (1)] D. Rytz, R.R. Stephens, B.A. Wechsler, M.S. Keirstead, T.M. Baer, "Efficient self-pumped phase conjugation at near-infrared wavelength using cobalt-doped $BaTiO_3$", Opt. Lett. **15**, 22 (1990).

[Rytz 90 (2)] D. Rytz, B.A. Wechsler, M.H. Garrett, C.C. Nelson, R.N. Schwartz, "Photorefractive properties of $BaTiO_3$:Co", J. of the Opt. Soc. of Am. **7**, 12, 2245 (1990).

[Rytz 90 (3)] D. Rytz, B.A. Wechsler, C.C. Nelson, K.W. Kirby, "Top-seede solution growth of $BaTiO_3$, $KNbO_3$, $SrTiO_3$, $Bi_{12}TiO_{20}$ and $La_{2-x}Ba_xCuO_4$", J. Crystal Growth **99**, 864 (1990).

[Sagnac 13] G. Sagnac, "L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme", Comptes Rendus de l'académie des Sciences **95**, 708 et "Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interférographe tournant", Comptes Rendus de l'académie des Sciences **95**, 1410 (1913).

[Scharfschwerdt 99] R. Scharfschwerdt, O.F. Schirmer, H. Hesse, D. Rytz, "Fermi-level engineering of $BaTiO_3$ by alkali codoping : increasing the near infrared absorption by rhodium", Appl. Phys. B **68**, 1999.

[Scharp 90] E.J. Sharp, W.W. Clark III, M.J. Miller, G.L. Wood, B. Monson, G.J. Salamo, R.R. Neurgaonkar, "Double phase conjugation in tungsten bronze crystals", Appl. Opt. **29**, 6, p.743 (1990).

[Schirmer] O.F. Schirmer, oral communication.

[Shimura 93] T. Shimura, M. Tamura, K. Kuroda, "Injection locking and mode switching of a diode laser with a double phase conjugate mirror", Opt. Lett. **18**, 19, 1645 (1993).

[Simon 97] M. Simon, F. Mersch, C. Kuper, S. Mendricks, S. Wevering, J. Imbrock, E. Krätzig, "Refractive indices of photorefractive bismuth titanate, barium-calcium titanate, bismuth germanium oxide, and lead germanate", Phys. Stat. Sol. (a) **159**, 559 (1997).

[Smout 87] A.M.C. Smout, R.W. Eason, "Analysis of mutually incoherent beam coupling in $BaTiO_3$",Opt. Lett. **12**, 7, 498 (1987).

[Statman 89] D. Statman, B. Liby, "Two-beam cross coupling from mutually incoherent lasers", J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1884 (1989).

[Sternklar 86] S. Sternklar, S. Weiss, M. Segev, B. Fischer, "Beam coupling and locking of lasers using photorefratrive four-wave mixing", Opt. Lett. **11**, 8 (1986).

[Sternklar 95] S. Sternklar, "General classes of double phase conjugation", Opt. Lett. **20**, 3, p.249 (1995).

[Stevendaal 96] U. Van Stevendaal, K. Buse, S. Kämper, H. Hesse, E. Krätzig, "Light-induced charge transport processes in photorefractive barium titanate doped with rhodium and iron", Appl. Phys. B **63**, 315 (1996).

[Strohkendl 86] F.P. Strohkendl, J.M.C. Jonathan, R.W. Hellwarth, "Hole-electron competition in photorefractive gratings", Opt. Lett. **11**, 312 (1986)

[Tayebati 91] P. Tayebati, C. Mahgerefteh, "Theory of the photorefractive effect for $Bi_{12}SiO_{20}$ and $BaTiO_3$ with shallow traps", J. Opt. Soc. Am. **B 8**, 1053 (1991).

[Thomson 78] D.E. Thomson, D.B. Anderson, S.K. Yao, B.R. Youmans, "Sagnac fiber-ring interferometer gyro with electronic phase sensing using a (GaAl)As laser", Appl. Phys. Lett. **33**, 940 (1978).

[Tikhonchuk 91] V.T. Tikhonchuk, A.A. Zozulya, "Structure of light beams in self-pumped four-wave mixing geometries for phase conjugation and mutual conjugation", Progress in Quantum Electronics **15**, 231 (1991).

[Tomita 88] Y.Tomita, R.Yahalom, A.Yariv, "Theory of polarization and spatial information recovery by modal dispersal and phase conjugation", J. Opt. Soc. Am. B **5**, 690 (1988).

[Troth 94] R.C. Troth, R. Ramos-Gracia, M.J. Damzen, "Grater than unity pulsed phase conjugate reflectivities using self-pumpped four-wave mixing in a single $BaTiO_3$ crystal", Opt. Comm. **109**, 472 (1994).

[Ulrich 79] R. Ulrich, M. Johnson, "Fiber-ring interferometer : polaization analysis", Opt. Lett. **4**, 152 (1979).

[Ulrich 80 (1)] R. Ulrich, "Fiber-optic rotation sensing with low drift", Opt. Lett. **5**, 173 (1980).

[Ulrich 80 (2)] R. Ulrich, S.C.Rashleigh, W.Eickoff, "Bending induced birefringence in single mode fibers", Opt. Lett. **5**, 273 (1980).

[Vali 76] V. Vali, R.W. Shorthill, "Fibre Ring Interferometer", Appl. Opt. **15**, 1099 (1976).

[Veenhuis 00 (1)] H. Veenhuis, T. Börger, K. Peithmann, M. Flaspölher, K. Buse, R. Pankrath, H. Hesse, E. Krätzig, "Light-induced charge-transport properties of photorefractive barium-calcium titanate crystals doped with rhodium", Appl. Phys. B **70**, 797 (2000).

[Veenhuis 00 (2)] H. Veenhuis; T. Borger; K. Buse; C. Kuper; H. Hesse; E. Kratzig, "Light-induced charge-transport properties of photorefractive barium-calcium-titanate crystals doped with iron", J. Appli. Phys. **88**, 2; p.1042 (2000).

[Wang 89] D. Wang, Z. Zhang, Y. Zhu, S. Zhang, P. Ye, "Observations on the coupling channel of two-mutually incoherent beams without internal reflection in $BaTiO_3$", Opt. Comm. **73**, 495 (1989).

[Wechsler 94] B.A. Wechsler, M.B. Klein, C.C. Nelson, R.N. Schwartz, "Spectroscopic and photorefractive properties of infrared-sensitive rhodium-doped barium titanate", Optics Lett. **19**, 536 (1994).

[Weiss 87] S. Weiss, S. Sternklar, B. Fisher, "Double-phase conjugate mirror : analysis, demonstration and applications", Opt. Lett. **12**, 114, (1987).

[White 82] J.O. White, M. Cronin-Golomb, B. Fischer, A. Yariv, "Coherent oscillation by self-induced gratings in the photorefractive crystal $BaTiO_3$", Appl. Phys. Lett. **40**, 450 (1982).

[Wolf 80] E. Wolf, "Phase conjugacy and symmetries in spatially bandlimited wavefields containing no evanescent components", J. Opt. Soc. Am. **70**, 1311 (1980).

[Wolffer 89] N. Wolffer, P. Gravey, J.Y. Moisan, C. Laulan, J.C. Launay, "Analysis of double phase conjugate mirror interaction in absorbing photorefractive crystals : application to BGO:Cu", Opt. Comm. **73**, 351 (1989).

[Wolffer 92] N. Wolffer, V. Royer, P. Gravey, "Self-aligned connections between single-mode fibres with mutually-pumped phase conjugate mirrors", Nonlinear Opt.**5**, 89 (1992).

[Wolffer 94] N. Wolffer, P. Gravey, "High quality phase conjugation in a double phase conjugate mirror using InP:Fe at 1,3μm", Opt. Comm. **107**, 115 (1994).

[Wolffer 99] N. Wolffer, P. Gravey, "Effect of the lateral dimension on the grating formation and stability in the double-phase-conjugate-mirror : application to interconnects between single-mode fibres", Appl.Phys. B **68**, 947 (1999).

[Yariv 77] A. Yariv, D.M. Pepper, "Amplified reflection, phase conjugation, and oscillation in degenerate four-wave mixing", Opt. Lett. **1**, 16 (1977).

[Yeh 86] P. Yeh, I. McMichael, M. Khoshnevisan, "Phase conjugate fiber-optic gyro", Appl. Opt. **25**, 1029 (1986).

[Yeh 88] P. Yeh, T.Y. Chang, M.D. Ewbank, "Model for mutually pumped phase conjugation", J. Opt. Soc. Am. B **5**, 8, 1743 (1988).

[Zgonik 93] M. Zgonik, R. Schlesser, I. Baggio, E. Voit, J. Tscherry, P. Günter, "Materials constants of $KNbO_3$ relevant for electro- and acousto-optics", J.Appl.Phys.**74,** 1287 (1993).

[Zgonik 94] M. Zgonik, P. Bernasconi, M. Duelli, R. Schlesser, P. Günter, M.H. Garrett, D. Rytz, Y. Zhu, X. Wu, "Dielectric, elastic, piezoelectric, electro-optic and elasto-optic tensors of $BaTiO_3$ crystal", Phys.Rev.B **50**, 5941 (1994).

[Zgonik 95] M. Zgonik, K. Nakagawa, P. Günter, "Electro-optic and dielectric properties of photorefractive $BaTiO_3$ and $KNbO_3$", J. Opt. Soc. Am. B **12**, 1416 (1995).

[Zozulya 95] A.A. Zozulya, M. Saffman, D.Z. Anderson, "Double phase-conjugate mirror: convection and diffraction", J. Opt. Soc. Am. B **12**, 255 (1995).

Nom : Bernhardt
Prénom : Sylvie

Sujet :

Gyromètre à fibre à double conjugaison de phase :
- Étude d'un nouveau matériau photoréfractif
- Réalisation d'un démonstrateur

Le remplacement de la fibre monomode à maintien de polarisation par de la fibre monomode standard dans les gyroscopes à fibre est un véritable enjeu économique. En effet, il permettrait à ces systèmes d'être compétitifs au niveau du coût sur le marché des centrales de navigations inertielles actuellement dominé par les gyroscopes laser. Cependant, les problèmes de non-réciprocités et d'effondrement du signal provoqués par l'utilisation de ce type de fibre n'ont pas été résolus de façon satisfaisante à ce jour. C'est à ce niveau que l'utilisation de la double conjugaison de phase apparaît comme une solution intéressante. L'objectif de ce travail consistait à valider cette solution d'une part en mettant au point un cristal photoréfractif adapté à cette application et d'autre part en insérant un miroir à double conjugaison de phase dans un gyroscope commercial fonctionnant à 850 mn.

Dans un premier temps, nous avons donc étudié un nouveau cristal photoréfractif : le titanate de barium calcium (BCT) dont l'intérêt repose sur le fait qu'il ne subit pas de transition de phase de –120° à 98° C, contrairement au cristal de titanate de baryum dont il est dérivé. Ce cristal, généralement utilisé pour la conjugaison de phase en raison de sa bonne efficacité est en effet détruit si sa température devient inférieure à 10° C. Notre étude a permis de démontrer les bonnes propriétés photoréfractives de ce matériau (coefficients électro-optiques élevés, sensibilité proche infrarouge) et de comprendre les différences de comportement par rapport au titanate de baryum.

Dans un second temps, nous avons étudié et optimisé un miroir à double conjugaison de phase réalisé avec un cristal de titanate de baryum que nous avons ensuite inséré dans un gyromètre à fibre. Ainsi, nous avons pu montrer que le gyromètre à double conjugaison de phase permet de mesurer des rotations et n'introduit pas de non-réciprocités supérieures à la précision du montage que nous avons utilisé (200 °/h).