

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À CHICOUTIMI

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À CHICOUTIMI
COMME EXIGENCE PARTIELLE
DE LA MAÎTRISE EN INGÉNIERIE

par

Michel Fortin

Contribution au développement d'un capteur optique
de champ électrique

Janvier 2002



Mise en garde/Advice

Afin de rendre accessible au plus grand nombre le résultat des travaux de recherche menés par ses étudiants gradués et dans l'esprit des règles qui régissent le dépôt et la diffusion des mémoires et thèses produits dans cette Institution, **l'Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** est fière de rendre accessible une version complète et gratuite de cette œuvre.

Motivated by a desire to make the results of its graduate students' research accessible to all, and in accordance with the rules governing the acceptance and diffusion of dissertations and theses in this Institution, the **Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** is proud to make a complete version of this work available at no cost to the reader.

L'auteur conserve néanmoins la propriété du droit d'auteur qui protège ce mémoire ou cette thèse. Ni le mémoire ou la thèse ni des extraits substantiels de ceux-ci ne peuvent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

The author retains ownership of the copyright of this dissertation or thesis. Neither the dissertation or thesis, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

Résumé

Ce travail présente une contribution au développement d'un capteur optique de fort champ électrique à basse fréquence (50-60 Hz). Le principe de mesure du capteur se fait à partir de l'effet électro-optique sur un cristal de niobate de lithium sans électrodes de contact. Le principe devient effectif par l'usage du montage statique à polarisation circulaire permettant de se retrouver directement dans la zone linéaire de transmittance optique du système.

Après un rappel sur les concepts de base de l'optique des milieux anisotropes et de l'effet électro-optique linéaire (communément appelé effet Pockels), une étude a été faite sur le choix de la meilleure configuration électro-optique offerte par le niobate de lithium. Par la suite, une modélisation par la méthode des éléments finis nous a permis de choisir parmi différentes sections possibles de cristal, celle qui correspondait le mieux à une distribution de champ interne uniforme.

Des études expérimentales ont été réalisées conjointement à la modélisation pour caractériser le comportement du cristal vis à vis de l'effet électro-optique avec ou sans bague de protection. Après une brève introduction sur les capteurs à fibre optique, une explication exhaustive est donnée sur le design des pièces internes et le processus de fabrication du capteur. Ensuite, les essais du premier prototype du capteur optique de champ électrique sur les installations à haute tension sont présentés et discutés. Pour terminer, une discussion est présentée sur les améliorations à apporter sur le capteur et des solutions sont proposées.

Remerciements

Ce mémoire de maîtrise a été réalisé dans le cadre de la Chaire industrielle CRSNG/Hydro-Québec/UQAC sur le givrage des équipements des réseaux électriques (CIGELE) en collaboration avec l'École Supérieure d'Ingénieurs d'Annecy (ESIA). Je tiens à remercier mon directeur et co-directeur de recherches, le Professeur Masoud Farzaneh, le Titulaire de la CIGELE, et le Professeur Jacques Bouillot du Laboratoire d'Instrumentation et des Matériaux d'Annecy (LAIMAN) pour l'opportunité qui m'a été offerte de faire cette maîtrise incluant un séjour en France. Je les remercie également pour le support financier, pour leur soutien et les conseils judicieux prodigués tout au long de la réalisation de ce mémoire.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur Jacques Bouillot de m'avoir si bien accueilli dans sa propre famille et qui a fait de mon séjour en France un plaisir prolongé et inestimable. Son soutien de toute sorte, il faut l'avouer, a été pour moi plus qu'une aide ! Je remercie également Michelle Passard, responsable du projet, pour son aide précieuse et pour sa présence continue tout au long de ma maîtrise. Je tiens aussi à remercier Yannick Mugnier de m'avoir si courageusement supporté tout au long de mon séjour dans les locaux du LAIMAN.

Je voudrais aussi remercier tous les membres du LAIMAN et de la CIGELE pour leur assistance et leur conseils.

Table des matières

Résumé.....	ii
Remerciements.....	iii
Table des matières.....	iv
Liste des figures.....	vii
Liste des tableaux.....	xi
Liste des abbréviations.....	xii
Introduction.....	1
CHAPITRE 1	
Généralités sur l'effet électro-optique	
1. Concepts de base sur l'optique anisotrope.....	8
1.1 Définition de la polarisation.....	9
1.2 Ellipsoïde des indices.....	13
1.2.1 Définition et représentation de l'ellipsoïde des indices.....	13
1.2.2 Cas des cristaux uniaxes.....	16
2. Effet électro-optique.....	20
2.1 Déformation de l'ellipsoïde des indices.....	21
2.2 Déphasage.....	22
2.3 Les matériaux électro-optique.....	25
CHAPITRE 2	
Le Niobate de Lithium et l'effet E/O	
1. Généralités.....	28
1.1 Caractéristiques du niobate de lithium.....	28
1.2 Système de coordonnées pour les propriétés tensorielles.....	29
1.3 Tenseur E/O et ellipsoïde des indices.....	30
1.4 Influence des facteurs géométriques.....	32
1.4.1 Influence de la permittivité du cristal sur la distribution du champ dans le cristal.....	32
1.4.2 Influence de la forme géométrique du cristal.....	35
2. Étude des différentes configurations appliquées au cristal.....	39
2.1 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe Z.....	39
2.2 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe Y.....	42
2.3 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe X.....	44
2.4 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe X et Y.....	47
3. Choix de la coupe du cristal.....	51
CHAPITRE 3	
Expérimentation	
1. Principe du montage expérimental.....	53
1.1 Explication du principe.....	53
1.2 Montage à polarisation linéaire.....	55
1.3 Montage à polarisation circulaire.....	59
2. Montage expérimental.....	61
2.1 Schéma du montage expérimental.....	61
2.2 Réglage et positionnement des éléments optiques.....	64

2.2.1	<i>Pré-positionnement du cristal par rapport à la direction du faisceau lumineux</i>	64
2.2.2	<i>Positionnement des différents éléments pour obtenir le maximum de sensibilité</i>	67
3.	Résultats expérimentaux	70
3.1	Acquisition du signal	70
3.1.1	<i>Signal de sortie et champ électrique appliqué</i>	70
3.2	Déroulement des mesures	72
3.2.1	<i>Distance entre électrodes variables</i>	72
3.2.2	<i>Tension appliquée variable</i>	73
3.3	Conditions expérimentales	73
3.3.1	<i>Positionnement du faisceau lumineux sur la face d'entrée du cristal</i>	73
3.3.2	<i>Positionnement du cristal par rapport aux électrodes</i>	78
3.3.3	<i>Rotation des électrodes par rapport au cristal dans le plan X,Y</i>	79
3.3.4	<i>Conclusion</i>	82
3.4	Analyses des résultats	84
3.4.1	<i>Expérimentation avec le cristal seul</i>	85
3.4.2	<i>Expérimentation avec le cristal dans sa bague de protection</i>	87
3.4.3	<i>Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation</i>	89
4.	Influence des paramètres physiques de la bague de protection	90
4.1	Influence du diamètre de la bague de protection du cristal	92
4.2	Influence de la permittivité diélectrique de la bague de protection	93
4.3	Conclusion	94

CHAPITRE 4

Capteur optique de champ électrique

1.	Généralités sur les capteurs à fibres optiques	95
1.1	Introduction	95
1.2	Classification des capteurs optiques à fibre optique	96
1.3	Principaux avantages des capteurs à fibre optique	98
2.	Fabrication du capteur optique de champ électrique	100
2.1	Caractéristiques	100
2.2	Constitution interne du capteur	103
2.2.1	<i>Trajet lumineux</i>	103
2.2.2	<i>Pièces de support et éléments optiques</i>	104
2.3	Assemblage du capteur	114
2.3.1	<i>Positionnement des éléments optiques</i>	115
2.3.2	<i>Alignement et assemblage des pièces de support du capteur</i>	117
2.4	Analyse des paramètres du capteur	121
3.	Conclusion	124

CHAPITRE 5

Essais avec le capteur optique de champ électrique

1.	Introduction	125
2.	Configuration avec les électrodes planes parallèles	126
2.1	Montage expérimental	126
2.2	Procédure expérimentale	127
2.3	Analyse des résultats et discussion	129
2.3.1	<i>Résultats expérimentaux</i>	129
2.3.2	<i>Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation</i>	131
3.	Configuration avec le conducteur	134
3.1	Montage expérimental	134
3.2	Procédure expérimentale	136
3.3	Analyse des résultats et discussion	138

3.3.1 Résultats expérimentaux.....	138
3.3.2 Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation	140
4. Configuration avec l'isolateur.....	141
4.1 Montage expérimental.....	141
4.2 Procédure expérimentale	142
4.3 Analyse des résultats et discussion.....	143
4.3.1 Résultats expérimentaux.....	143
4.3.2 Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation	145
5. Essais du capteur avec la température.....	147
5.1 Montage expérimental.....	147
5.2 Procédure expérimentale	147
5.3 Analyse des résultats et discussion.....	148
6. Conclusion.....	149

CHAPITRE 6

Optimisation du capteur

1. Introduction	152
2. Amélioration des facteurs physiques du capteur	153
2.1 Optimisation et miniaturisation de la forme du capteur	153
2.2 Fibre optique.....	155
2.2.1 Fibre optique d'entrée.....	155
2.2.2 Fibre optique de sortie	158
2.2.3 Connecteur pour les fibres optiques.....	159
3. Conclusion.....	160

Conclusion.....	161
-----------------	-----

ANNEXE 1

Caractéristique du niobate de lithium.....	163
--	-----

ANNEXE 2

Description du programme développé sous Labview.....	166
--	-----

ANNEXE 3

Distribution du champ électrique dans le cristal et figure de modélisation.....	181
---	-----

ANNEXE 4

Généralités sur les paramètres du capteur.....	184
--	-----

ANNEXE 5

Classification des capteurs optiques.....	189
---	-----

ANNEXE 6

Notes d'application sur les fibres optiques.....	191
--	-----

ANNEXE 7

Dimensions des pièces du capteur.....	200
---------------------------------------	-----

RÉFÉRENCES.....	208
------------------------	------------

Liste des figures

Figure 1.1 :Ellipsoïde des indices	15
Figure 1.2 : cas uniaxe	17
Figure 1.3 : Représentation de l'ellipsoïde des indices	19
sur un cristal de structure hexagonale	19
Figure 1.4 : Polarisation rectiligne de la lumière	23
Figure 1.5 : Polarisation circulaire de la lumière	24
Figure 1.6 : Domaine dans les cristaux ferroélectriques	26
Figure 2.1 : Axes du cristal	29
Figure 2.2 : Configuration avec les électrodes planes parallèles	33
Figure 2.3 : Rapport du champ électrique dans le cristal sur le champ dans l'air en fonction de la distance entre les électrodes	34
Figure 2.4 : Représentation de cristaux de section différente	36
Figure 2.5 : Dispositif pour la modélisation 2-D	36
Figure 2.6 : Distribution du champ électrique dans le cristal pour les sections carrée et octogonale produite par l'application d'une tension de 1 kV sur des électrodes planes parallèles distantes de 8 mm	37
Figure 2.7 : Forme et dimension choisies pour le cristal de niobate de lithium	38
Figure 2.8 : Déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde XY.....	43
Figure 2.9 : Déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde XY avec E_x	46
Figure 2.10 : Rotation de l'ellipsoïde des indices provoquée par un champ électrique dans le plan X-Y.....	50
Figure 2.11 : Configuration du cristal de $LiNbO_3$ dans une distribution de champ électrique.....	52

Figure 3.1 : Principe d'opération du capteur de champ électrique	53
Figure 3.2 : Courbe de transmittance du montage à polarisation linéaire	58
Figure 3.3 : Courbe de transmittance du montage à polarisation circulaire	60
Figure 3.4 : Courbe de la réponse du capteur avec le champ électrique.....	61
Figure 3.5 : Banc optique mettant en œuvre le montage statique à polarisation circulaire	62
Figure 3.6 : Figure d'interférence en lumière divergente	65
Figure 3.7 : Comparaison de la polarisation en entrée et sortie du cristal.....	69
Figure 3.8 : Signal de sortie en fonction du champ électrique alternatif dans le cristal .	71
Figure 3.9 : Distribution du champ électrique dans un cristal de section carrée	74
Figure 3.10 : Positionnement du faisceau sur la face du cristal.....	75
Figure 3.11 : Influence de la position du cristal entre les électrodes.....	78
Figure 3.12 : Maximas de sensibilité pour un champ E_y	80
Figure 3.12 : Maximas de sensibilité pour un champ $E_y = 1$	80
Figure 3.13 : Maximas de sensibilité pour un champ $E_y/E_x = 1$	81
Figure 3.14 : Bague de protection du cristal	84
Figure 3.15 : Signal de sortie en fonction de la distance entre les électrodes sans la bague de protection.....	85
Figure 3.16 : Signal de sortie en fonction de la tension appliquée sans la bague de protection	86
Figure 3.17 : Signal de sortie en fonction de la distance entre les électrodes avec la bague de protection.....	87
Figure 3.18 : Signal de sortie en fonction de la tension appliquée avec la bague de protection	88
Figure 3.19 : Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation	89
Figure 3.20 : Dispositif pour la modélisation 2-D	91
Figure 3.21 : Rapport du champ électrique dans le cristal sur le champ dans l'air en fonction de la distance entre les électrodes pour différents diamètres de la bague	92
Figure 3.22 : Rapport du champ électrique dans le cristal sur le champ dans l'air en fonction de la distance entre les électrodes pour différentes valeurs de permittivité de la bague	93

Figure 4.1 : Vue d'ensemble du capteur optique de champ électrique	102
Figure 4.2 : Connecteur pour fibre monomode.....	105
Figure 4.3 : Collimateur.....	106
Figure 4.4 : Positionneur - Polariseur	107
Figure 4.5 : Bague de protection.....	108
Figure 4.6 : Support de l'analyseur.....	109
Figure 4.7 : Tube de téflon.....	110
Figure 4.8 : Positionneur.....	111
Figure 4.9 : Coupleur	112
Figure 4.10 : Vue éclatée du capteur	113
Figure 4.11 : Vue du capteur assemblé.....	113
Figure 4.12 : Assemblage du collimateur et Positionneur-Polariseur.....	118
Figure 4.13 : Assemblage des pièces du capteur	120
Figure 4.14 : Analyse de la polarisation à la sortie du cristal	121
Figure 4.15 : Fluctuation de l'intensité de la lumière en sortie du capteur.....	122
Figure 5.1 : Montage expérimental avec les électrodes planes parallèles	126
Figure 5.2 : Signal de sortie du capteur en fonction de la tension appliquée	129
Figure 5.3 : Signal de sortie du capteur en fonction de la distance entre les électrodes.....	130
Figure 5.4 : Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation	131
Figure 5.5 : Dispositif pour la modélisation avec les pièces du capteur.....	133
Figure 5.6 : Dispositif expérimental de la configuration avec le conducteur	134
Figure 5.7 : Support du capteur pour la configuration avec le conducteur.....	136
Figure 5.8 : Signal de sortie du capteur en fonction de la tension appliquée	138
Figure 5.9 : Signal de sortie du capteur en fonction de la distance du conducteur.....	139
Figure 5.10 : Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation	140
Figure : 5.11 Dispositif expérimental de la configuration avec l'isolateur.....	142
Figure 5.12 : Signal de sortie du capteur en fonction de la tension appliquée	144
Figure 5.13 : Signal de sortie du capteur en fonction de la position sur le chemin	145
Figure 5.14 : Résultat de la modélisation sur la distribution du champ électrique près de l'isolateur pour une tension appliquée de 1kV.....	146
Figure 5.15 : Signal du capteur en fonction de la température sans champ électrique .	149

Figure 6.1 : Exemple de prototype de capteur optique de champ électrique.....	155
Figure 6.2 : Lentillage de fibre	159

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Comparaison des dispositifs de mesure de champ électrique.....	4
Tableau 3.1 : Valeur des rapports théoriques et expérimentaux.....	77
Tableau 3.2 : Comparaison des maximas de sensibilité.....	81

Liste des abréviations

- E/O : Électro-optique
PM : Maintient de polarisation
LiNbO₃ : Niobate de lithium
PTFE : Polytetra-fluoro éthylène
PVC : Polyvinylchloride
CFO : Capteur à fibre optique
He-Ne : Hélium-Néon
PMD : Polarization mode dispersion

Introduction

La mesure de champ électrique à basse fréquence (50-60 Hz) est utilisée dans l'industrie. On la retrouve aussi bien dans les tests de compatibilité électromagnétique sur les dispositifs électroniques que pour la mesure des forts champs électriques près des installations haute tension (lignes de transport, transformateurs, isolateurs).

La mesure de la tension et du champ électrique sont des éléments indispensables pour le design des systèmes d'isolation de haute tension et cela malgré les performances du calcul numérique avancé qui ne permet que très difficilement d'estimer la distribution du champ électrique perturbé par la présence des charges d'espace. En fait, la distribution des charges d'espace dépend de facteurs physiques mal connus tels que la mobilité des particules chargées et aussi du taux d'ionisation des molécules gazeuses. Par conséquent, il est nécessaire de mesurer très précisément l'intensité du champ électrique pour obtenir plus d'efficacité et de fiabilité des opérations sur les systèmes à haute tension [1, 2].

Plusieurs grands défis se posent en rapport avec la mesure de la distribution du champ électrique près des systèmes à haute tension. Un de ceux-là, plus classique, consiste à mesurer la distribution du champ dans les longs intervalles d'air perturbé par la présence des charges d'espace provenant de la photoionisation durant le développement de la décharge [1]. Un autre, plus original, met en cause le mécanisme des vibrations induites par l'effet couronne sur les conducteurs des lignes de transport d'énergie électrique [3, 4]

soumis à des conditions de pluie, de neige mouillée ou de brouillard intense. En fait, des gouttes d'eau s'accumulent sous le conducteur et sont à l'origine de la présence intermittente de charges d'espace qui modifient considérablement la distribution du champ électrique environnant le câble. Ainsi, il serait extrêmement intéressant pour compléter la compréhension du phénomène, de mesurer le champ électrique sous une goutte d'eau suspendue au conducteur sans toutefois perturber localement la distribution du champ électrique. Et enfin, la présence d'un film d'eau hautement conducteur et d'un intervalle d'air sur de la glace accumulée sur un isolateur peut modifier radicalement la distribution du champ électrique environnant et être à l'origine des décharges partielles et du phénomène de contournement diminuant ainsi les performances électriques de tels équipements [5]. La mesure du champ électrique près d'isolateurs soumis à des conditions atmosphériques de pluies verglaçantes permettrait de contribuer évidemment à une meilleure compréhension du développement de l'arc de contournement.

Initialement, le champ électrique dans les décharges a été estimé expérimentalement par une distribution de potentiel [1]. En 1923, Langmuir [6] conçoit son propre système de mesure. La technique des sondes métalliques actives lui permet de mesurer directement la distribution de potentiel dans une décharge de gaz. Cependant, cette technique est difficilement utilisable pour la mesure précise de l'intensité du champ électrique dans un long intervalle de décharge puisque la sonde métallique, malgré ses petites dimensions, perturbe la distribution du champ. Bien sûr, d'autres techniques peuvent être utilisées pour la mesure directe du champ électrique dans les décharges. Meek [7] a conçu une minuscule

sonde électrostatique et Waters [8] a développé un électromètre. Cependant, ces dernières restent limitées à la mesure de champ électrique à la surface ou à la proximité d'électrodes.

Le développement de nouvelles technologies comme la micro-électronique et l'optique intégrée (réalisation de tous les composants optiques sur le même support) a conduit à l'avènement des capteurs optiques de champ électrique. Cet intérêt pour ce type de capteur découle des propriétés qu'ils offrent [9] :

- faible taille
- isolation galvanique
- passivité chimique

et de leur environnement d'utilisation qui peut être extrême :

- atmosphère humide, corrosive et réactive
- interférences électromagnétiques.

Le capteur que nous proposons utilise la technologie de la fibre optique. Ici la fibre optique ne sert qu'à guider l'onde lumineuse entre le point de mesure et le système d'acquisition de données. Ainsi, le capteur possèdera la qualité d'effectuer des mesures sans contact. De plus, puisque nous désirons faire des mesures de forts champs électriques (de l'ordre du kV/cm), le capteur sera entièrement construit avec des matériaux de nature diélectrique ce qui permettra de ne perturber que très localement le milieu à considérer.

Le capteur que nous proposons utilise l'effet électro-optique (E/O) linéaire, ou effet Pockels en l'honneur de celui qui en a fait la découverte en 1891 [10]. Dans la littérature, les capteurs E/O ont été étudiés en utilisant entre autres le LiNbO_3 [1, 11], le $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ [12] ou le CdTe [13] comme élément sensible. Pour notre application, nous ferons usage du niobate de lithium (LiNbO_3) qui possède d'excellentes caractéristiques électro-optiques. D'ailleurs, son usage est très fréquent dans la technologie des dispositifs guidant optique comme les diviseurs de faisceau, les modulateurs d'amplitude et de phase, les convertisseurs de polarisation, les commutateurs et les multiplexeurs en longueur d'onde (WDM) [14]. Le tableau I-1 montre les différents dispositifs de mesure de champ électrique.

TABLEAU I.1

COMPARAISON DES DISPOSITIFS DE MESURE DE CHAMP ÉLECTRIQUE

Dispositif de mesure	Principe de mesure	Matériau	Localisation	Avantage	Désavantage	Gamme de fréquence
<u>Sonde mécanique</u> (Voltmètre)	Force électrostatique, magnétique	Métallique	Borne de tension	Simple d'utilisation	Limité en emplacement	DC, Basse fréquence
<u>Sonde électrique</u> (Sonde capacitive, électromètre)	Charge induite, courant de déplacement	Métallique	Borne de tension, espace	Simple d'utilisation, nombreuses expériences	Forte perturbation du champ dans l'espace	DC, jusqu'à 10 MHz
<u>Capteur optique</u>	Effet électro-optique (Pockels, Kerr)	Diélectrique	Borne de tension, espace	Induit de très faible perturbation	Relation complexe avec le champ, coûteux	Basse fréquence jusqu'à 10GHz

Les capteurs de champ électrique utilisant l'effet E/O se divisent en deux catégories :

1. les capteurs à faible champ
2. les capteurs à fort champ

La première catégorie se distingue par l'utilisation d'un interféromètre de Mach Zender dans un guide d'onde où on a intégré des électrodes de contact par la méthode dite « wet etching » pour augmenter la sensibilité du capteur [15, 16]. En fait, un guide d'onde est une couche mince créée sur un substrat (LiNbO_3). Différents types de méthodes peuvent être utilisées pour la création de la couche guidante [15, 17]. Ainsi, un guide d'onde permet à une onde lumineuse de se propager à la surface d'un substrat mais dans un espace restreint de quelques micromètres d'épaisseur [17-18]. L'avantage majeur de l'utilisation des guides d'onde dans les capteurs optique de champ électrique est qu'ils offrent une grande possibilité de miniaturisation par analogie avec la micro-électronique.

La deuxième catégorie de capteur utilise soit un cristal E/O [1, 12, 19-22] ou un guide d'onde dans un cristal E/O [23] sans les électrodes de contact. L'utilisation d'un guide d'onde de section rectangulaire pour des applications telles que la mesure de forts champs électriques près des installations haute tension n'est guère recommandable puisque de forts effets de pointe viennent perturber la distribution du champ électrique à la surface du substrat [23]. Par conséquent, le développement de notre capteur se fera à partir d'un simple cristal de niobate de lithium.

Dans le cadre de cet ouvrage, notre travail consiste à concevoir, dans les locaux du laboratoire d'instrumentation et de matériaux d'Annecy (LAIMAN), le premier prototype de capteur optique de champ électrique en utilisant l'effet Pockels sur le niobate de lithium. Cela implique d'abord une étude théorique et expérimentale sur les diverses configurations offertes par le niobate de lithium pour optimiser l'effet E/O en vue de notre application. Suite au développement du capteur, des essais sont réalisés sur les installations de la chaire industrielle de givrage atmosphérique sur les réseaux électriques (CIGELE) dans différentes configurations de champ électrique. Ces essais nous permettent, conjointement à une modélisation par la méthode des éléments finis, de caractériser le comportement du capteur et de conclure sur ses performances et les améliorations à lui apporter.

Après un rappel sur les concepts de base de l'optique des milieux anisotropes et de l'effet Pockels (Chapitre 1), une description détaillée est présentée sur le choix de la section géométrique à adopter pour le niobate de lithium et de la meilleure configuration électro-optique offerte par celui-ci pour notre application (Chapitre 2). Par la suite, le principe expérimental rendant effectif l'effet Pockels, le montage statique à polarisation circulaire, est présentée. Des études expérimentales sont réalisées conjointement à la modélisation pour caractériser l'effet E/O dans le niobate de lithium avec ou sans bague de protection (Chapitre 3). Après une brève introduction sur les capteurs à fibre optique, une explication exhaustive est donnée sur le design des pièces internes et le processus de fabrication du capteur (Chapitre 4). Ensuite, les essais du premier prototype du capteur optique de champ

électrique sur les installations à haute tension sont présentés et discutés (Chapitre 5). Enfin, une discussion est présentée sur les améliorations à apporter au capteur et des solutions sont proposées (Chapitre 6).

CHAPITRE 1

Généralités sur l'effet électro-optique

1. Concepts de base sur l'optique des milieux anisotropes

Dans un milieu diélectrique anisotrope tel que les milieux cristallins (exceptés les milieux de symétrie cubique qui sont isotropes), les propriétés optiques et en particulier l'indice de réfraction vu par une onde électromagnétique s'y propageant, dépendent de la direction de propagation de celle-ci. En fait, pour une direction de propagation fixée, il existe deux indices de réfraction possibles. Ces indices de réfraction sont associés à des ondes électromagnétiques ayant des états de polarisation qui peuvent se propager sans altération. Ces états de polarisation particuliers sont encore appelés états propres pour la direction de propagation considérée. Ainsi, une onde lumineuse ayant sa polarisation parallèle à une de ces directions en entrée d'un cristal en ressortira avec une polarisation inchangée. Ces directions correspondent aux indices principaux de réfraction dans la direction considérée.

Une onde se propageant dans une direction quelconque peut se décomposer en deux ondes planes indépendantes ayant des modes de propagation d'onde linéaire. Ces deux composantes principales de l'onde verront chacune un indice de réfraction dont la

différence Δn est appelée biréfringence naturelle du milieu dans la direction considérée. La biréfringence signifie donc qu'il existe deux indices de réfraction ou deux directions de propagation pour chaque rayon incident [24].

1.1 Définition de la polarisation

Une onde électromagnétique est représentée par la donnée de ses vecteurs champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{H} . L'influence de ces champs sur la matière se décrit par l'introduction de deux autres vecteurs, le vecteur déplacement électrique \vec{D} , le vecteur induction magnétique \vec{B} . Tous ces champs vectoriels sont reliés entre eux par les équations de Maxwell. Dans un milieu matériel non magnétique (perméabilité magnétique égale à μ_0) et non chargé, comme les milieux cristallins, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{rot}\vec{E} = -\partial\vec{B} / \partial t \quad \text{div}\vec{B} = 0 \quad \text{rot}\vec{H} = \partial\vec{D} / \partial t \quad \text{div}\vec{D} = 0$$

\vec{D} est le vecteur qui caractérise l'interaction du champ électromagnétique avec le milieu étudié, il s'écrit :

$$\boxed{\vec{D} = \varepsilon_o [\varepsilon] \vec{E}} \quad (1.1)$$

où $[\varepsilon]$ est le tenseur de permittivité relative. L'équation 1.1 se décompose de la façon suivante :

$$\boxed{\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}} \quad (1.2)$$

Le premier terme de la somme de l'équation 1.2 est le vecteur déplacement électrique dans le vide et le deuxième terme est la polarisation électrique du milieu matériel dépendant du champ \vec{E} . La polarisation totale \vec{P} se compose dans le cas général de deux termes :

$$\boxed{\vec{P} = \vec{P}^L + \vec{P}^{NL}} \quad (1.3)$$

Dans le cas où l'intensité total de l'onde serait suffisamment faible par rapport à celle du champ électrique qui règne dans la matière, ce qui sera le cas de notre application, le deuxième terme de l'équation 1.3, la polarisation *non-linéaire* \vec{P}^{NL} , est négligeable. Le premier terme s'exprime par une relation linéaire par rapport au champ électrique, c'est la polarisation *linéaire* \vec{P}^L liée à l'indice de réfraction du milieu et donnée par :

$$\boxed{\vec{P}^L = \varepsilon_0 [\chi] \vec{E}} \quad (1.4)$$

avec $[\chi]$ le tenseur de susceptibilité électrique d'ordre 1.

Le terme \bar{P}^{NL} dépend non linéairement des divers champs électriques qui composent le champ électromagnétique total (principe utilisé dans les doubleurs de fréquence laser).

Dans un repère orthonormé [Oxyz], si nous utilisons la convention de sommation implicite sur les indices répétés (convention d'Einstein), la composante sur l'axe i ($i = x, y, z$), du déplacement électrique \bar{D} de l'équation 1.1 et de la polarisation induite \bar{P}^L de l'équation 1.4, se réduit à :

$$D_i = \varepsilon_0 \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{ij} E_j = \varepsilon_i \varepsilon_{ij} E_j \quad \text{et} \quad P_i^L = \varepsilon_0 \sum_{j=1}^3 \chi_{ij} E_j = \varepsilon_0 \chi_{ij} E_j$$

En combinant les équations 1.1, 1.2 et 1.4, il vient $[\varepsilon] = [I] + [\chi]$ avec $[I]$ le tenseur identité. Chaque terme du tenseur $[\varepsilon]$ est donc relié aux termes du tenseur $[\chi]$ par la relation :

$$\boxed{\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \chi_{ij}} \quad (1.5)$$

dans laquelle δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Dans une base quelconque le tenseur de permittivité relative $[\varepsilon]$ est symétrique c'est-à-dire que $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$ et donc qu'il ne dépend plus que de six paramètres indépendants.

Il est représenté par un tenseur de la forme :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}$$

Au moyen d'un changement d'axes, il est toujours possible de transformer un tenseur symétrique et réel en un tenseur diagonal, lui-même réel, exprimé dans un système de coordonnées cartésiennes aussi appelé repère propre du milieu matériel. Les axes de coordonnées de ce repère sont les axes propres ou principaux du milieu considéré [24].

La relation $\vec{D} = \varepsilon_0[\boldsymbol{\varepsilon}]\vec{E}$ devient finalement dans le repère propre :

$$\begin{bmatrix} Dx \\ Dy \\ Dz \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Ex \\ Ey \\ Ez \end{bmatrix}$$

La recherche d'un tel repère est facilité par les éléments de symétrie de la structure cristalline du matériau. Trois coefficients $(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z)$ sont ainsi nécessaires pour la caractérisation d'un milieu anisotrope et leurs valeurs relatives permettent une classification des milieux optiques. Une fois le tenseur diagonalisé et par analogie avec les milieux isotropes, nous pouvons introduire les indices de réfractons n_x, n_y, n_z reliés aux permittivités par la relation générale $\varepsilon_i = n_i^2$ avec $i = x, y, z$. Ces indices sont appelés « indices de réfraction principaux » du milieu optique considéré. Leur comportement, lorsque le milieu est soumis à un champ électrique, est primordial pour le développement d'un capteur optique de champ électrique. Donc, il est important pour nous de bien caractériser les relations qui les unissent au champ électrique. C'est ce qui nous amène à définir l'ellipsoïde des indices.

1.2 Ellipsoïde des indices

1.2.1 Définition et représentation de l'ellipsoïde des indices

En l'absence de champ électrique, l'ellipsoïde des indices est décrit par l'équation générale suivante :

$$\boxed{\sum_{ij} \eta_{ij} x_i \cdot x_j = 1} \quad (1.6)$$

où η_{ij} est le tenseur d'imperméabilité électrique défini par :

$$\boxed{\eta_{ij} = \frac{1}{\epsilon_{ij}}} \quad (1.7)$$

les indices i, j faisant références aux coordonnées cartésiennes x, y, z . On peut définir l'indice de réfraction généralisé n_{ij} par $n_{ij}^2 = \epsilon_{ij}$. À partir de **1.6** et **1.7**, l'équation générale devient :

$$\boxed{\sum_{ij} \frac{1}{n_{ij}^2} x_i \cdot x_j = 1} \quad (1.8)$$

Dans le repère propre, l'équation de l'ellipsoïde des indices peut alors se mettre sous la forme :

$$\boxed{\frac{x^2}{n_{11}^2} + \frac{y^2}{n_{22}^2} + \frac{z^2}{n_{33}^2} = 1} \quad (1.9)$$

En utilisant la notation contractée de Voigt qui permet de transformer les couples d'indices i, j en indice simple p :

(i, j)	p
(1, 1)	1
(2, 2)	2
(3, 3)	3
(2, 3) ou (3, 2)	4
(1, 3) ou (3, 1)	5
(1, 2) ou (2, 1)	6

Nous avons alors :

$$\boxed{\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1} \Rightarrow \boxed{\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1} \quad (1.10)$$

Ici les axes x, y, z représentent les axes principaux du cristal et n_x, n_y, n_z les indices de réfraction correspondants. L'ellipsoïde des indices, qu'on peut appeler également indicatrice, permet une représentation géométrique simple des propriétés optiques des cristaux anisotropes ainsi qu'une détermination des indices de réfraction suivant une direction de propagation bien définie d'une onde lumineuse.

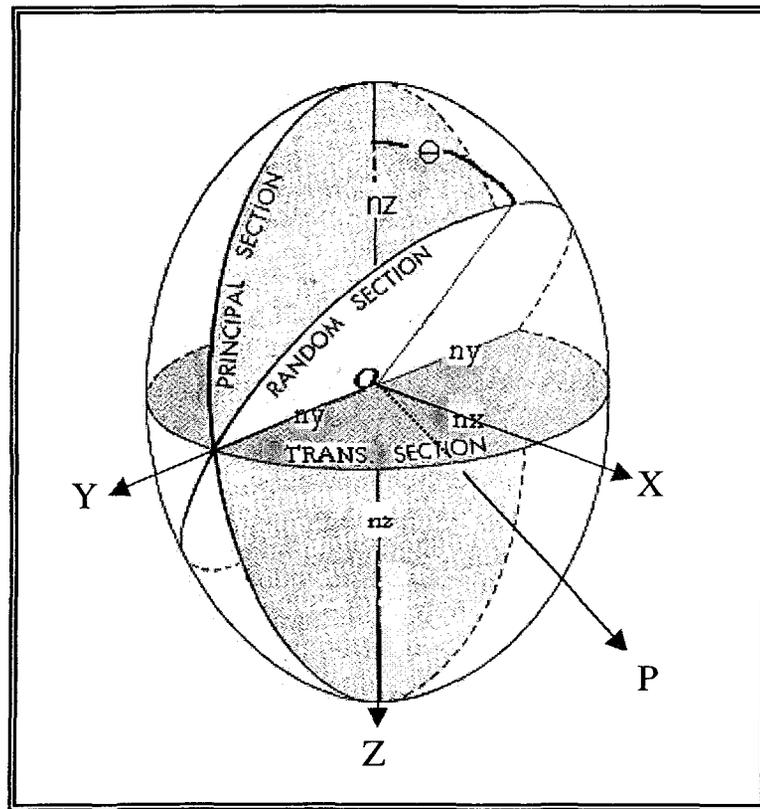


Figure 1.1 : Ellipsoïde des indices

La *figure 1.1* représente l'ellipsoïde des indices de façon générale. Les axes principaux X, Y, Z ont pour longueur respectivement $2n_x, 2n_y, 2n_z$. Le plan d'onde passant par l'origine et perpendiculaire à un faisceau lumineux se propageant suivant une direction arbitraire \overline{OP} , coupe l'ellipsoïde suivant une ellipse (random section).

Lorsque la direction de propagation \vec{OP} coïncide avec un des axes principaux de l'ellipsoïde (par exemple OX), les deux indices de réfraction n_y et n_z sont donnés par les longueurs des deux autres axes. De façon générale, il existe deux directions particulières \vec{OP} pour lesquelles les intersections du plan normal à \vec{OP} avec l'ellipsoïde sont des cercles. Ces deux directions définissent les axes optiques du cristal. Si ces deux directions sont distinctes, nous avons affaire à un cristal biaxe, c'est-à-dire un cristal possédant des indices n_x , n_y et n_z différents. Si ces directions sont confondues, c'est un cristal uniaxe possédant deux indices de réfraction identiques. Dans les prochaines lignes, nous décrirons le cas des cristaux uniaxes puisque c'est dans cette catégorie que se trouve le cristal que nous emploierons pour notre application.

1.2.2 Cas des cristaux uniaxes

Dans le cas des cristaux uniaxes, nous avons un ellipsoïde de révolution autour de l'axe OZ qui est l'axe optique du cristal. L'équation générale de l'ellipsoïde **1.10** devient :

$$\boxed{\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1} \quad (1.11)$$

n_o représente l'indice de réfraction ordinaire et n_e l'indice extraordinaire qui est dans la direction de l'axe optique.

Il y a deux cas possibles :

1. $n_e > n_o$ cristal uniaxe positif.
2. $n_o > n_e$ cristal uniaxe négatif.

Voici une représentation de ces deux possibilités :

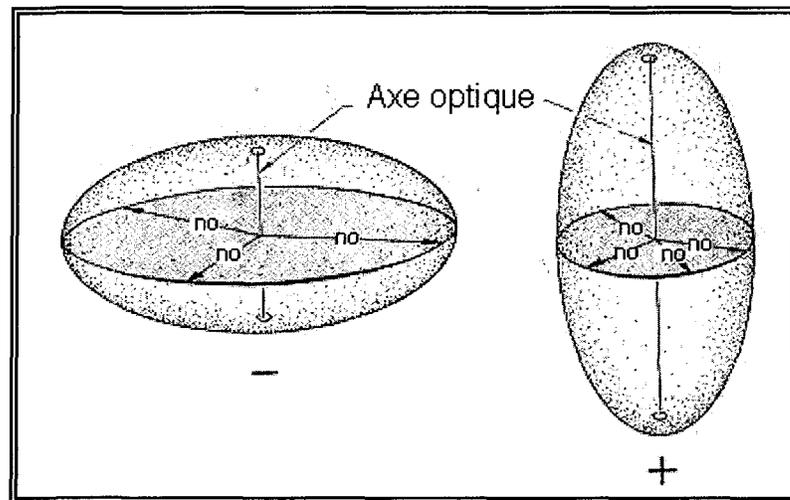


Figure 1.2 : Cas uniaxe

Trois possibilités existent pour la propagation d'une onde lumineuse dans un cristal uniaxe :

1. Le cas général où la direction de propagation fait un angle $\pi/2 - \theta$ avec l'axe optique (voir *figure 1.1*). Le plan d'onde coupe l'ellipsoïde suivant une ellipse ayant pour longueur de demi-axe l'indice extraordinaire $n_e(\theta)$ dans le plan de

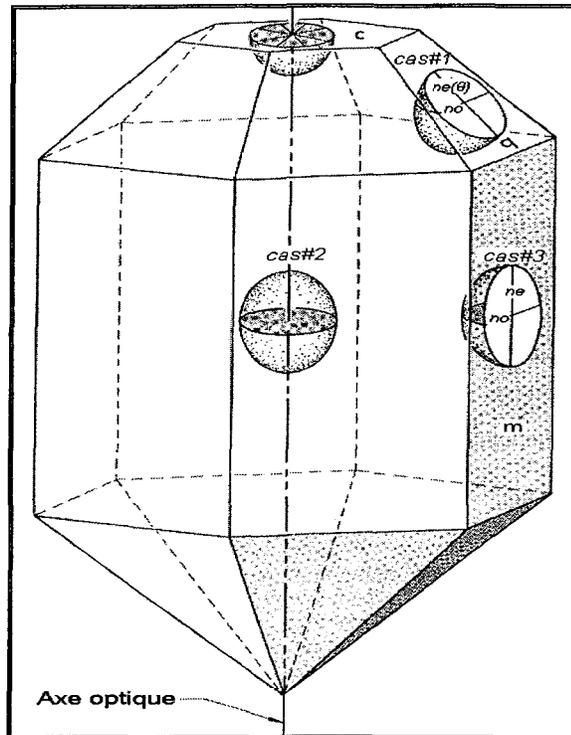
l'axe d'incidence et l'indice ordinaire n_o dans une direction perpendiculaire. Du fait de la symétrie de révolution, nous pouvons noter que quelle que soit l'inclinaison θ , on a toujours l'indice n_o correspondant à l'état de polarisation ordinaire. La direction de l'état de polarisation extraordinaire est donnée par la projection de l'axe optique sur le plan d'onde et il lui est associé l'indice extraordinaire $n_e(\theta)$ qui est déterminé à partir de l'expression suivante :

$$\boxed{\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_e^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_o^2}} \quad (1.12)$$

2. La direction de propagation est parallèle à l'axe optique OZ ($\theta = \pi/2$), l'ellipse section se réduit à un cercle de rayon n_o . Il est clair que le milieu se comporte de la même façon qu'un corps isotrope. Il n'y a pas de biréfringence naturelle dans cette direction, $\Delta n = 0$. Donc, n'importe quel état de polarisation se propage le long de l'axe optique sans subir de déformation.

3. La direction de propagation est perpendiculaire à l'axe optique, $\theta = 0$. L'indice extraordinaire correspond alors à l'indice extraordinaire principal n_e . L'état de polarisation extraordinaire est parallèle à l'axe optique alors que l'état de polarisation ordinaire lui est perpendiculaire. Nous sommes dans la direction de propagation où nous maximisons l'effet de la biréfringence naturelle du cristal sur l'état de polarisation de l'onde lumineuse qui le traverse.

Voici une figure généralisant ces trois cas pour un cristal de structure hexagonale :



*Figure 1.3 : Représentation de l'ellipsoïde des indices
sur un cristal de structure hexagonale*

L'ellipsoïde des indices représente la surface indicatrice du tenseur $[\epsilon]$. Il permet une détermination simple des états propres de propagation. Il apparaît comme la surface fondamentale dans l'étude des anisotropies induites par des champs extérieurs. En effet, l'ellipsoïde des indices se modifie légèrement sous l'action d'un champ électrique et les nouvelles propriétés optiques du cristal sous contraintes peuvent en être déduites.

2. Effet électro-optique

Nous savons que l'application d'un champ électrique \vec{E} sur un cristal provoque une modification de ses propriétés optiques, c'est « l'effet électro-optique » ou « effet Pockels ». Les raisons physiques de ces modifications tiennent dans le changement de la polarisation dû à une redistribution des charges et une déformation de la maille cristalline, sous l'action du champ électrique [10, 25]. Il est clair que suivant la direction du champ \vec{E} appliqué et suivant la nature de la structure cristalline, les effets sur le cristal seront différents. Une théorie tensorielle est donc nécessaire pour traiter ces derniers. Comme un milieu optique dépourvu de pouvoir rotatoire est totalement décrit sur le plan macroscopique par son ellipsoïde des indices, l'action du champ électrique \vec{E} , en modifiant la polarisation dans le cristal et donc le tenseur de permittivité $[\varepsilon]$, va modifier les caractéristiques de cet ellipsoïde, ce qui se traduit par le changement d'orientation de ses axes et la variation des indices principaux. Les propriétés principales de l'effet électro-optique (E/O) sont les suivantes :

- C'est un effet linéaire, c'est-à-dire que les déformations de l'ellipsoïde des indices sont proportionnelles au champ électrique appliqué ;
- Du fait de son origine électronique, la constante de temps d'établissement de l'effet E/O est très brève et toujours de l'ordre de la picoseconde ;
- Cet effet est inexistant dans les milieux centro-symétriques.

2.1 Déformation de l'ellipsoïde des indices

L'application d'un champ électrique provoque une déformation de l'ellipsoïde des indices qui se traduit par une variation δn_{ij} des indices n_{ij} . Nous obtenons ainsi une nouvelle expression de l'ellipsoïde des indices qui en fait définit l'effet électro-optique :

$$\sum_{ij} \left[\frac{1}{n_{ij}^2} + \partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) \right] \cdot x_i \cdot x_j = 1 \quad (1.13)$$

$\partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right)$ représentant la perturbation E/O. Ensuite, on définit les coefficients électro-

optiques par :

$$\partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) = \sum_k r_{ijk} \cdot E_k \quad (1.14)$$

où r_{ijk} , tenseur d'ordre 3, correspond au coefficient E/O linéaire et E_k au champ électrique appliqué sur le cristal. L'équation générale de l'ellipsoïde des indices en présence d'un champ électrique s'écrit alors :

$$\sum_k \left(\frac{1}{n_{ij}^2} + r_{ijk} \cdot E_k \right) \cdot x_i \cdot x_j = 1 \quad (1.15)$$

Nous pouvons déduire la variation d'indice δn_{ij} en dérivant le terme représentant la perturbation E/O, ainsi :

$$\partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) = -2 \frac{\delta n_{ij}}{n_{ij}^3} \quad (1.16)$$

et de 1.14, on en déduit :

$$\delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n_{ij}^3 \cdot \sum_k r_{ijk} \cdot E_k \quad (1.17)$$

En utilisant la notation contractée de Voigt, la variation d'indice en présence de champ électrique s'écrit alors :

$$\delta n_p = -\frac{1}{2} n_p^3 \cdot \sum_k r_{pk} \cdot E_k \quad (1.18)$$

2.2 Déphasage

Une onde se propageant dans une direction quelconque peut se décomposer en deux ondes planes indépendantes et perpendiculaires ayant des modes de propagation d'onde linéaire. La différence de phase Γ_{ij} exprimée en radian entre ces deux composantes de polarisation est pour un cristal anisotrope :

$$\Gamma_{ij} = \Gamma_i - \Gamma_j = \frac{2\pi\ell}{\lambda} \cdot \underbrace{(n_i - n_j)}_{\Delta n_{ij}} \quad (1.19)$$

avec ℓ : la longueur du trajet de l'onde dans le cristal;
 λ : la longueur d'onde de la lumière dans le vide;
 Δn_{ij} : la biréfringence naturelle du cristal dans le plan ij ;
 n_i et n_j : les deux indices principaux vus par les deux composantes principales de l'onde.

Les cristaux anisotropes sont très utilisés en optique pour induire un déphasage quelconque entre les composantes perpendiculaires de la lumière afin d'obtenir un état de polarisation spécifique. Le mica et le quartz sont utilisés par exemple pour la fabrication de lames quart d'onde ($\lambda/4$) qui produisent un déphasage de $\pi/2$ entre les composantes. Par exemple, une onde avec une polarisation rectiligne à $\pi/4$, c'est-à-dire sans déphasage entre les composantes perpendiculaires, chacune des composantes ayant de plus la même amplitude,

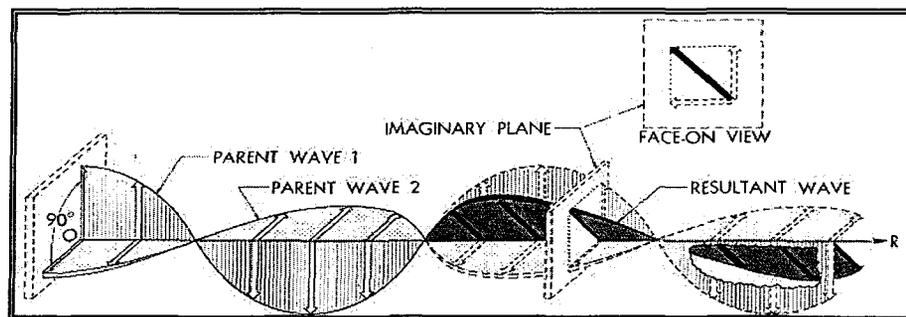


Figure 1.4 : Polarisation rectiligne de la lumière

qui traverse une lame quart d'onde, en ressort avec un déphasage de $\pi/2$ ce qui correspond à une polarisation circulaire dont voici la représentation :

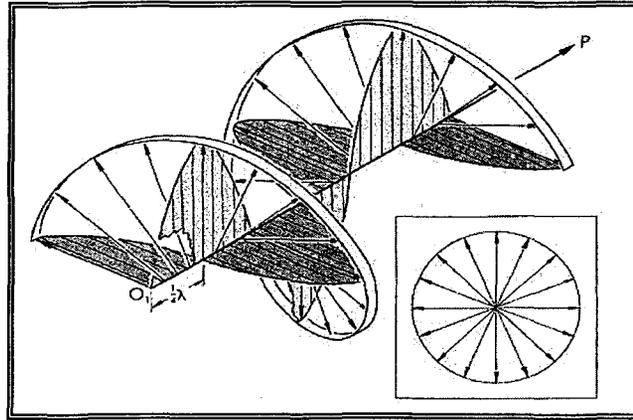


Figure 1.5 : Polarisation circulaire de la lumière

En présence d'un champ électrique, la relation 1.19 s'écrira :

$$\boxed{\Gamma_{ij} = \Gamma_{ij}(0) + \Gamma_{ij}(E)}$$
 (1.20)

$\Gamma_{ij}(0)$ représente le retard de phase dû à la biréfringence naturelle du cristal ;

$\Gamma_{ij}(E)$ représente le retard de phase dû au champ par effet E/O.

Le déphasage dû au champ électrique est défini comme étant :

$$\boxed{\Gamma_{ij}(E) = \frac{2\pi\ell}{\lambda} \cdot (\delta(n_i) - \delta(n_j))}$$
 (1.21)

2.3 Les matériaux électro-optiques

Les matériaux présentant un effet E/O linéaire les plus utilisés sont ceux qui ont des coefficients E/O r_{pk} les plus grands possibles et dont les autres caractéristiques sont compatibles avec l'utilisation qui en est faite [26].

Dans les matériaux ferroélectriques, il existe une température T_c (dite température de Curie) en dessous de laquelle il y a existence d'une polarisation spontanée, c'est-à-dire d'un déplacement des charges qui persiste, même sans champ électrique extérieur. En général, ces matériaux possèdent une susceptibilité diélectrique plus importante que les autres matériaux (dits paraélectriques), d'où des coefficients E/O plus importants. Dans leur phase ferroélectrique, tous ces matériaux présentent un effet E/O linéaire dans la mesure où ils appartiennent à l'une des dix classes de symétrie non centrosymétrique. La polarisation spontanée peut être inversée par l'application d'un champ électrique.

Les matériaux ferroélectriques sont composés de plusieurs régions appelées « domaines ferroélectriques » dans lesquelles la polarisation est uniforme. On distingue différents arrangements de ces domaines. Lorsque les directions de polarisation de domaines adjacents sont perpendiculaires, ce sont des domaines à 90° . Si les deux directions de polarisations sont parallèles mais de sens opposé, on a des domaines à 180° .

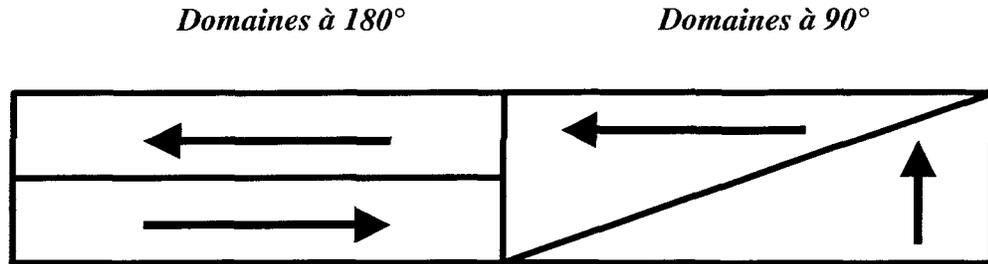


Figure 1.6 : Domaine dans les cristaux ferroélectriques

Ces domaines sont préjudiciables, car les grandeurs mesurées (par exemple les coefficients E/O) dépendent de l'orientation relative de la direction de propagation et de la polarisation de la lumière par rapport aux axes cristallographiques. De plus, les parois des domaines, en diffractant la lumière, perturbent la transmission de la lumière à travers l'échantillon. Il est possible de rendre les matériaux monodomaines en appliquant un champ électrique adapté à la taille de l'échantillon (environ 2 kV/cm) lorsque celui-ci est porté à sa température de transition. Le cristal est ensuite refroidi lentement jusqu'à la température ambiante.

Le cristal utilisé pour la fabrication de ce capteur optique de champ électrique sera le niobate de lithium. Il possède des caractéristiques essentielles pour ce genre d'applications. D'ailleurs, son usage est très fréquent dans la technologie des dispositifs guidant optique comme les diviseurs de faisceau, les modulateurs d'amplitude et de phase, les convertisseurs de polarisation, les commutateurs et les multiplexeurs en longueur d'onde (WDM) [14]. Dans le prochain chapitre, nous verrons donc en détail

ses principales caractéristiques qui nous intéressent et comment nous les utiliserons pour optimiser l'efficacité du capteur.

CHAPITRE 2

Le Niobate de Lithium et l'effet E/O

1. Généralités

1.1 Caractéristiques du niobate de lithium

Le niobate de lithium (LiNbO_3) est un matériau ferroélectrique à octaèdre d'oxygène. Il possède une seule transition de phase structurale à la température $T_c \approx 1200^\circ\text{C}$. Au-delà de T_c , dans sa phase paraélectrique, il est centrosymétrique. En dessous de T_c et à température ambiante, il est ferroélectrique avec la symétrie rhomboédrique (trigonale) $C_{3v}=3m$. L'axe polaire est d'ordre 3. Il est fabriqué pour qu'il soit monodomaine.

Le niobate de lithium est un matériau uniaxe négatif $n_e < n_o$. Il possède une grande valeur pour la polarisation spontanée $P_s = 70\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Cette forte polarisation conduit le LiNbO_3 à être fortement piézoélectrique, pyroélectrique et bien sûr électro-optique. De plus, il a l'avantage du point de vue expérimental de ne pas avoir de pouvoir rotatoire (rotation de la polarisation du faisceau lumineux en sortie du cristal).

1.2 Système de coordonnées pour les propriétés tensorielles

Le système de coordonnées (X, Y, Z) utilisé pour décrire les propriétés physiques tensorielles du LiNbO_3 est cartésien:

- l'axe Z est choisi parallèle à l'axe optique c ;
- l'axe X est choisi de façon à coïncider avec n'importe lequel des axes équivalents perpendiculaires aux plans miroirs ;
- l'axe Y est choisi tel que le repère OX, OY, OZ soit orthogonal, c'est pourquoi il doit être placé dans un plan miroirs.

La figure ci-dessous montre la convention standard d'orientation pour les axes principaux X, Y, Z par rapport au cristal massif [9].

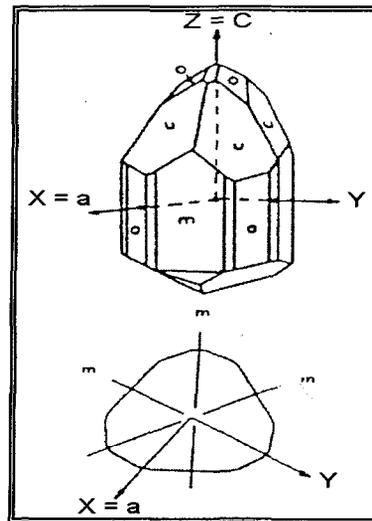


Figure 2.1 : Axes du cristal

On peut trouver en **annexe 1** les valeurs des grandeurs caractéristiques des échantillons de LiNbO_3 .

1.3 Tenseur E/O et ellipsoïde des indices

Le tenseur E/O r_{pk} possède 18 éléments [6*3] :

$$r = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix}$$

De nombreux éléments sont nuls, opposés ou égaux. La détermination de ces relations se fait en partant de l'invariance du tenseur sous l'action des opérations de symétrie du cristal. À température ambiante, les propriétés E/O du LiNbO_3 (structure trigonale $C_{3v} = 3m$) sont décrites par le tenseur E/O linéaire r_{pk} , représenté dans son repère propre [Oxyz] par :

$$r = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

La détermination de la valeur des éléments non nuls se fait expérimentalement et donne :

$$\left. \begin{array}{l} r_{22} = 6,8 \\ r_{13} = 9,6 \\ r_{33} = 30,9 \\ r_{51} = 32,6 \end{array} \right\} \text{ en pm/Volt et à basse fréquence pour la longueur d'onde } \lambda = 632.8 \text{ nm.}$$

Les indices de réfraction du cristal à la température ambiante pour la même longueur d'onde sont :

$$n_0 = n_x = n_y = 2,2866 \quad \text{et} \quad n_e = n_z = 2,2028$$

L'équation de l'ellipsoïde des indices du niobate de lithium en considérant un champ électrique appliqué dans une direction particulière peut prendre une des trois formes suivantes :

Champ dans la direction X :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + (2 \cdot r_{51} \cdot z \cdot x - 2 \cdot r_{22} \cdot y \cdot x) \cdot E_x = 1 \quad (2.1)$$

Champ dans la direction Y :

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{22} \cdot E_y \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{22} \cdot E_y \right) y^2 + \frac{z^2}{n_e^2} + 2 \cdot r_{51} \cdot E_y \cdot z \cdot y = 1 \quad (2.2)$$

Champ dans la direction Z :

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} \cdot E_z \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} \cdot E_z \right) y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} \cdot E_z \right) z^2 = 1 \quad (2.3)$$

1.4 Influence des facteurs géométriques

La disposition du cristal de niobate de lithium dans une distribution quelconque de champ électrique a une influence majeure sur sa propre distribution de champ interne. Dans un premier temps, il nous faudra déterminer l'influence de la direction du champ électrique appliqué par rapport à la position du cristal. Dans un deuxième temps, la forme géométrique de l'échantillon de niobate de lithium devra être choisie afin de permettre une distribution du champ interne la plus uniforme possible pour une mesure précise du champ électrique.

1.4.1 Influence de la permittivité du cristal sur la distribution du champ dans le cristal

Le cristal de niobate de lithium est un matériau anisotrope ce qui implique qu'il possède des valeurs de permittivité relative très différentes d'une direction à l'autre. Rappelons que tous les cristaux ferroélectriques possédant de bonnes caractéristiques E/O ont des valeurs de permittivité relative élevées [26]. Cela aura pour conséquence une diminution appréciable du champ électrique dans le cristal. Prenons exemple d'un champ électrique produit par l'application d'une tension sur des électrodes planes parallèles dont la *figure 2.2* nous montre la configuration. En supposant que les lignes de champ à l'intérieur du cristal soient parallèles à l'axe X et que $V = V^+ - V^-$, nous avons :

$$\text{- Sans cristal : } V = - \int E_0' \cdot dx = -E_0'(2e_0 + e) \text{ d'où } E_0' = \frac{-V}{(2e_0 + e)} \text{ et } D_0' = \epsilon_0 E_0' ;$$

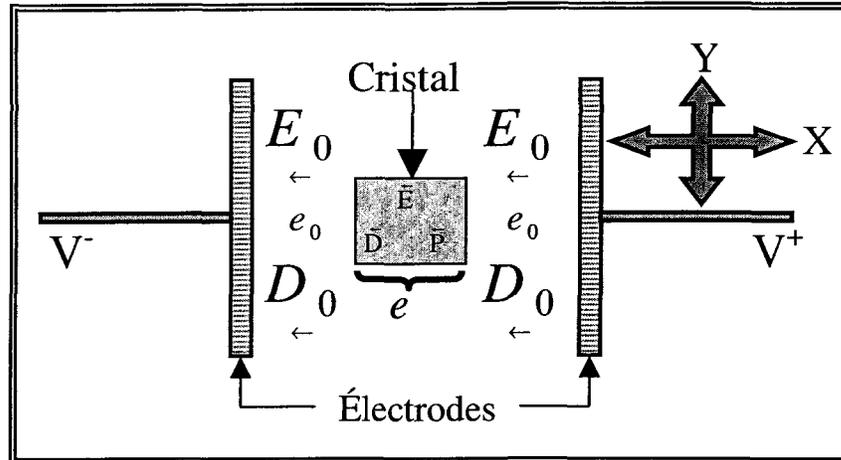


Figure 2.2 : Configuration avec les électrodes planes parallèles

- Avec cristal : À la surface du cristal, il y a conservation des composantes normales de \vec{D} car la densité de charge surfacique est nulle. D_0 (à l'extérieur) = D (à l'intérieur) alors, $\epsilon_0 E_0 = \epsilon_0 \epsilon_r E$ soit $E_0 = \epsilon_r E$, d'où le potentiel :

$V = -\int E \cdot dx = -(2 \cdot e_0 \cdot \epsilon_r \cdot E_{in} + e \cdot E_{in})$ et finalement :

$$E = \frac{-V}{2e_0\epsilon_r + e} \quad (2.4)$$

Avec e_0 : distance entre une électrode et le cristal ;

e : épaisseur du cristal ;

ϵ_r : permittivité relative du cristal dans la direction considérée ;

V : la tension appliquée sur les électrodes.

D'après l'équation 2.4, il est évident que le champ dans le cristal dépendra de la valeur de sa permittivité relative. Pour le niobate de lithium, la valeur de la permittivité

dépend de la direction. Elle est de 78 pour les directions X et Y, et de 36 pour la direction Z. En effectuant un calcul rapide on s'aperçoit que la distribution du champ interne selon Z est environ deux fois plus élevée que selon X ou Y ($E(Z)/E(X-Y) = 2.17$). La *figure 2.3* nous montre l'influence de la permittivité sur la distribution du champ dans le cristal pour les directions X, Y et Z du champ électrique.

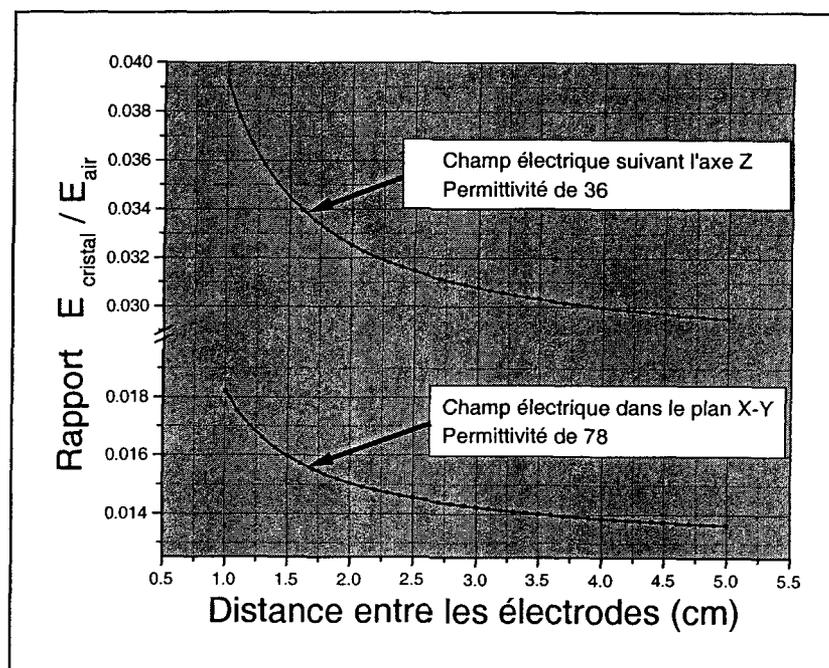


Figure 2.3 : Rapport du champ électrique dans le cristal sur le champ dans l'air en fonction de la distance entre les électrodes

Ceci met en évidence le fait que nous pouvons privilégier une direction pour l'application du champ électrique puisque l'effet E/O sera d'autant plus important que le champ dans le cristal sera élevé. Ainsi, nous devons prendre en considération ce facteur dans le choix de la configuration appropriée pour le développement du capteur. Toutefois, il faut savoir que d'autres facteurs éventuellement plus importants pour le

choix final de la direction du champ électrique appliqué sur le cristal devront être pris en considération. Effectivement, l'intensité de l'effet E/O se manifeste très différemment d'une direction à l'autre. D'ailleurs, nous ferons une étude à la section 2.2 sur les différentes configurations offertes par le niobate de lithium. C'est à partir de cette étude que nous serons en mesure d'effectuer un choix éclairé sur la façon dont devra être disposé le cristal dans une distribution de champ électrique.

1.4.2 Influence de la forme géométrique du cristal

La forme du cristal peut jouer un rôle déterminant sur la distribution interne du champ électrique. Nous avons réalisé, conjointement au développement du capteur, une modélisation par la méthode des éléments finis avec le logiciel ANSYS qui nous a permis de déterminer parmi deux cristaux de section différente (*figure 2.4*) celui dont la distribution interne du champ électrique se rapprocherait autant que possible d'un cristal de section circulaire [27, 28]. Ceci est nécessaire pour voir s'il est important d'investir dans un équipement de polissage cylindrique ou non. Il s'agit d'une modélisation en deux dimensions dans laquelle le champ électrique dans le cristal est modélisé pour une distribution de champ produite par des électrodes planes parallèles. Cette configuration simple nous permettra plus tard, à partir d'expérimentation sur un cristal de LiNbO_3 , de valider les résultats de la modélisation.

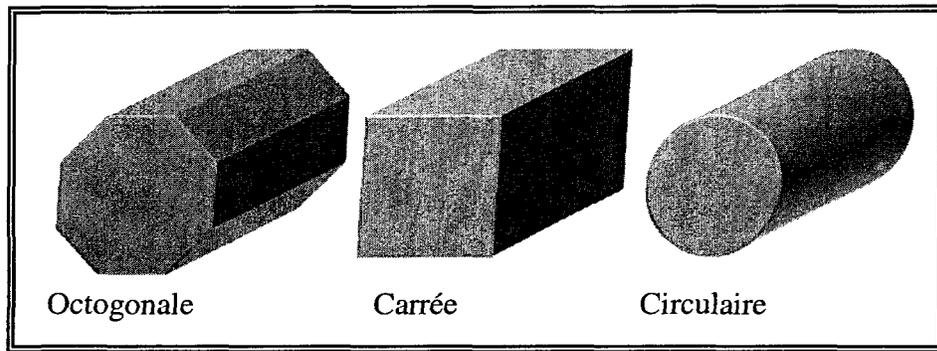


Figure 2.4 : Représentation de cristaux de section différente

La simulation 2D du dispositif inclue :

- Cristal de section
 - carrée
 - octogonale
- } 3mm x 3mm
- Électrodes rectangulaires
 - Air

La figure 2.5 schématise l'ensemble du dispositif.

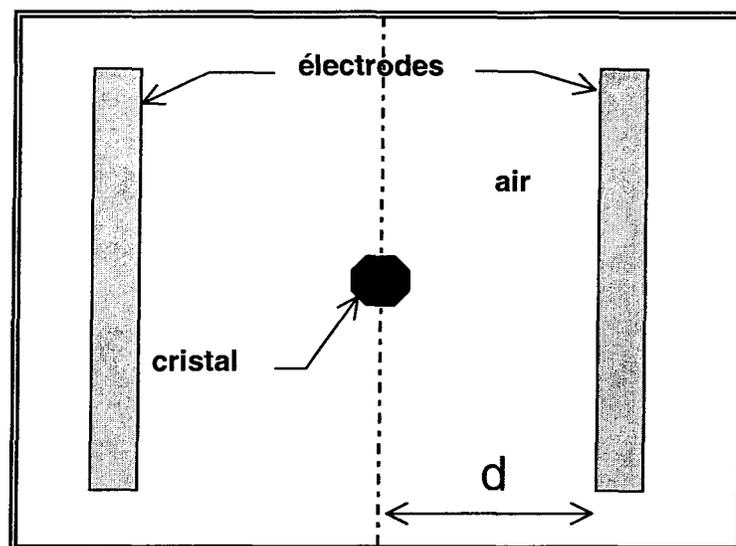


Figure 2.5 : Dispositif pour la modélisation 2-D

La figure 2.6 représente les résultats de la modélisation pour les sections carrée et octogonale. Les différentes couleurs représentent l'intensité locale du champ électrique dans le cristal. À partir des résultats obtenus par la modélisation, nous sommes maintenant en mesure de déterminer la section de cristal appropriée pour notre application. Notre choix s'est arrêté sur la section octogonale puisqu'elle présente une excellente homogénéité du champ électrique et des effets de pointe réduits comparativement à la section carrée. Par contre, la section octogonale offre une intensité du champ électrique de 23 % inférieure à la section carrée dans la partie centrale. Cela indique évidemment une plus faible sensibilité à l'effet E/O pour cette forme de cristal.

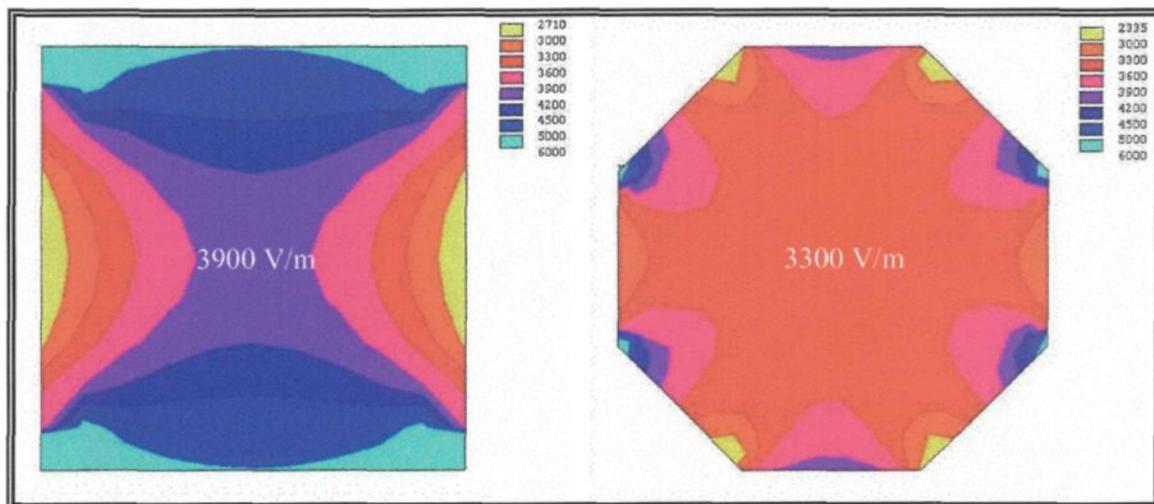


Figure 2.6 : Distribution du champ électrique dans le cristal pour les sections carrée et octogonale produite par l'application d'une tension de 1 kV sur des électrodes planes parallèles distantes de 8 mm

La figure 2.7 montre la forme et les dimensions de notre échantillon de niobate de lithium. Il est important de rappeler que la longueur du cristal intervient dans le déphasage entre les composantes perpendiculaires de l'onde lumineuse produit par

l'application d'un champ électrique (voir équation 1.19 du Chapitre 1). Ainsi, la longueur du cristal a été déterminée de façon à obtenir un excellent compromis entre l'éventuelle sensibilité du capteur et la possibilité de miniaturisation de celui-ci.

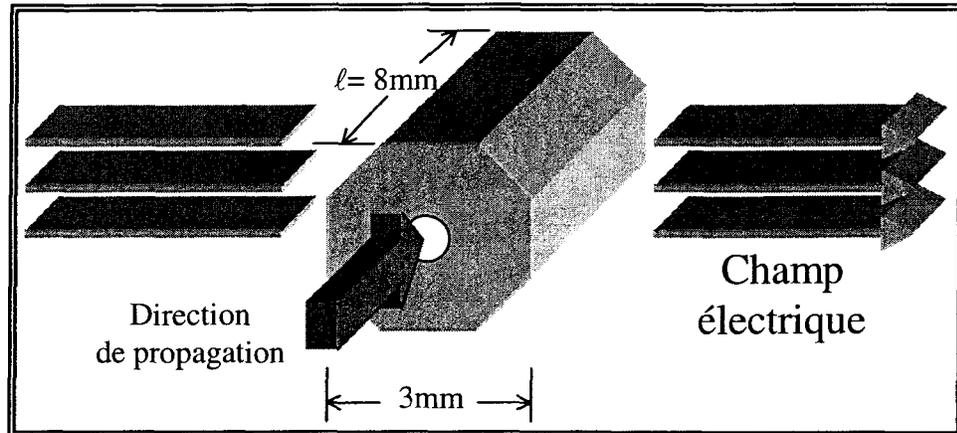


Figure 2.7 : Forme et dimensions choisies pour le cristal de niobate de lithium

De plus, la *figure 2.7* montre la direction de propagation de l'onde lumineuse dans le cristal ainsi que la direction d'application du champ électrique. Ainsi, pour minimiser les perturbations du champ électrique dans le cristal, il est recommandé que le champ appliqué soit perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde puisque tous les éléments optiques se retrouveront suivant cet axe.

La section suivante qui étudiera les différentes configurations offertes par le LiNbO_3 , nous permettra de définir les axes de coupe du cristal et bien sûr de nous informer également sur la disposition du cristal dans une distribution de champ électrique.

2. Étude des différentes configurations appliquées au cristal

2.1 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe Z

Nous avons vu à la section 1.4.1 que c'est dans cette direction que la valeur du champ électrique dans le LiNbO_3 est le plus intense en raison de la valeur plus faible de sa permittivité relative. En plus, les coefficients électro-optique qui interviennent sont élevés. Voici l'équation 2.3 représentant l'ellipsoïde des indices pour un champ électrique appliqué dans la direction Z :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} \cdot E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} \cdot E_z\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} \cdot E_z\right)z^2 = 1$$

D'un point de vue pratique, pour éviter que les composants optiques du capteur tels que lame quart d'onde, polariseurs et fibre optique ne perturbent considérablement la valeur du champ à l'intérieur du cristal, il est préférable que la direction de propagation du faisceau lumineux ne soit pas celle du champ électrique mais lui soit perpendiculaire. Dans ce cas, la direction de propagation du faisceau lumineux se fera suivant X ou Y. Le champ E_z produit le même effet E/O sur les directions X et Y, nous choisirons par exemple la direction X (voir section 1.3). L'ellipse des indices vue par la polarisation du faisceau lumineux est définie par l'intersection de l'ellipsoïde avec le plan d'onde passant par l'origine des coordonnées de cette même ellipsoïde (voir *figure 1.1*). Ainsi dans l'équation 2.3, on pose $x = 0$.

L'ellipse prend donc la forme suivante :

$$\boxed{\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} \cdot E_z\right) y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} \cdot E_z\right) z^2 = 1}$$

Nous sommes uniquement en présence de termes carrés ce qui n'implique pas de rotation des axes principaux de l'ellipse. La variation d'indice s'écrit :

$$\delta n_y = -\frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_z \quad \text{où } r_{13} = 9,6 \text{ pm/V}$$

$$\delta n_z = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z \quad \text{où } r_{33} = 30,9 \text{ pm/V}$$

Nous avons alors l'expression de la biréfringence :

$$\delta n_z - \delta n_y = -\frac{1}{2} n_e^3 \left(r_{33} - \left(\frac{n_o}{n_e} \right)^3 r_{13} \right) E_z = -\frac{1}{2} n_e^3 r_c E_z, \quad \text{en posant } r_c = r_{33} - \left(\frac{n_o}{n_e} \right)^3 r_{13},$$

ici $r_c = 20.2 \text{ pm/V}$

Soit $\Gamma(E)$ le déphasage dû au champ E_z :

$$\Gamma(E) = \frac{2\pi}{\lambda} \ell (\delta n_z - \delta n_y) \quad \text{d'où} \quad \boxed{\Gamma(E) = -\frac{\pi}{\lambda} \ell n_e^3 r_c E_z} \quad (2.5)$$

Différents facteurs nous obligent à remettre en question le choix de cette configuration :

- Nous savons que ce capteur doit permettre de mesurer des champs électriques alternatifs de l'ordre de grandeur du kV/cm. Or, il se trouve que l'application d'un tel champ dans la direction de l'axe optique du cristal (direction de la polarisation spontanée, voir chapitre I section 2.3) est dangereuse pour l'échantillon. En effet, ce champ peut faciliter l'apparition des domaines à 90° et 180° dont la présence est préjudiciable pour la valeur des coefficients E/O [29].
- Dans cette configuration, sans champ électrique, les deux composantes de la lumière à l'entrée du cristal ne voient pas le même indice de réfraction. Donc au repos, nous sommes en présence d'une biréfringence naturelle. Cela ne gêne pas à priori mais le problème est que ces deux indices de réfraction ne varient pas de la même façon avec la température (effet thermo-optique) [26, 30, 31]. Pour un écart de température 2°C , n_o varie de $1 \cdot 10^{-4}$ et n_e de $1 \cdot 10^{-5}$. Cela signifie que cette variation avec la température de la biréfringence naturelle du cristal pour un écart d'environ de 2°C est comparable à la biréfringence induite par un champ électrique extérieur de l'ordre du kV/cm [31].

2.2 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe Y

Voici l'équation 2.2 représentant l'ellipsoïde des indices pour un champ E_y :

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{22} \cdot E_y\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{22} \cdot E_y\right)y^2 + \frac{z^2}{n_e^2} + 2 \cdot r_{51} \cdot E_y \cdot z \cdot y = 1$$

La direction de propagation du faisceau se fera suivant la direction Z puisqu'il n'y a pas de biréfringence induite dans cette direction. Ainsi dans l'équation 2.2 nous posons $z = 0$, ce qui donne :

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{22} \cdot E_y\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{22} \cdot E_y\right)y^2 = 1$$

En examinant cette équation, on remarque deux choses :

- Sans champ appliqué, il n'y a aucune biréfringence naturelle, ce qui nous permet d'éliminer en majeure partie l'effet thermo-optique. De cette façon, l'ellipse des indices vue par le plan d'onde sans champ induit est donc un cercle puisqu'il n'y a que l'indice ordinaire qui intervient. Alors, le cristal se comporte comme un matériau isotrope.

- Du fait que les coefficients E/O pour X et Y sont les mêmes mais de sens opposé et qu'il n'y a aucun terme croisé, l'ellipse se déformera dans la direction de ses axes principaux.

En voici la représentation :

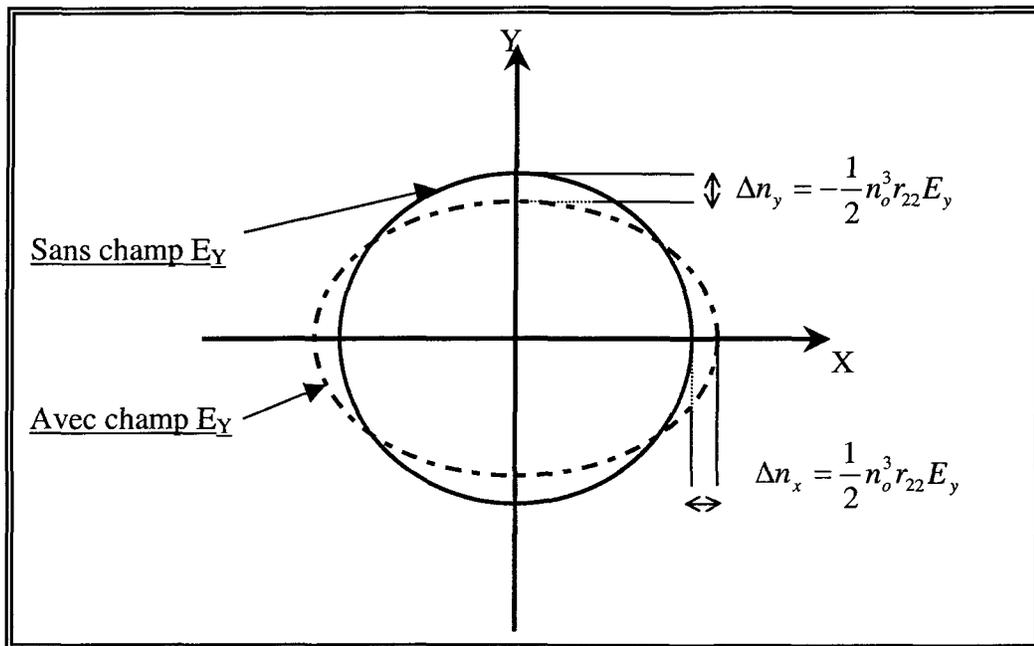


Figure 2.8 : Déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde XY

La biréfringence s'écrit :

$$\delta n_y - \delta n_x = -n_o^3 r_{22} E_y \quad \text{où} \quad r_{22} = 6.8 \text{ pm/V}$$

Soit $\Gamma(E)$ le déphasage dû au champ E_y :

$$\Gamma(E) = \frac{2\pi}{\lambda} \ell (\delta n_y - \delta n_x) \quad \text{d'où} \quad \boxed{\Gamma(E) = -\frac{2\pi}{\lambda} \ell n_o^3 r_{22} E_y} \quad (2.6)$$

Les seuls inconvénients sont d'une part que la distribution du champ électrique dans le cristal suivant la direction Y est beaucoup diminuée en raison de la grande valeur de la permittivité relative $\epsilon_{YY} = 78$ et d'autre part que la valeur du coefficient E/O effectif est relativement bas.

2.3 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe X

Voici l'équation 2.1 représentant l'ellipsoïde des indices pour un champ E_X :

$$\boxed{\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + (2 \cdot r_{51} \cdot z \cdot x - 2 \cdot r_{22} \cdot y \cdot x) \cdot E_x = 1}$$

La direction de propagation du faisceau se fera suivant la direction Z. Ainsi dans l'équation 2.1, nous posons $z = 0$, il nous reste :

$$\boxed{\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} - 2 \cdot r_{22} \cdot y \cdot x \cdot E_x = 1}$$

L'effet E/O ne se manifeste ici que par l'intermédiaire d'un terme croisé. Lorsque celui-ci existe dans l'équation de l'ellipsoïde, cela signifie la présence d'un champ

électrique entraînant une rotation des axes de l'ellipse vue par la polarisation du faisceau incident [19, 26]. Dans ce cas-ci, puisque x^2 et y^2 sont liés par le même indice de réfraction n_o , nous obtenons une rotation de $\pi/4$ pour l'ellipse quelle que soit l'amplitude du champ appliqué. On peut faire correspondre à cette rotation un nouveau système de coordonnées X' et Y' , tourné de $\pi/4$ par rapport aux axes X et Y comme montré sur la *figure 2.9*. Appliquons le changement de coordonnées :

$$\begin{cases} X = X' \cos 45^\circ - Y' \sin 45^\circ \\ Y = X' \sin 45^\circ + Y' \cos 45^\circ \end{cases}$$

ce qui conduit à :

$$\boxed{\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} \cdot E_y\right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22} \cdot E_y\right) y'^2 = 1} \quad (2.7)$$

Ce qui nous ramène à la configuration précédente. En remplaçant E_y par E_x , on obtient ainsi la biréfringence :

$$n'_y - n'_x = -r_{22} n_o^3 E_x$$

et le déphasage dû au champ E_x :

$$\boxed{\Gamma(E) = -\frac{2\pi}{\lambda} \ell n_o^3 r_{22} E_x} \quad (2.8)$$

Cette configuration produit le même effet électro-optique que la précédente. Elle élimine également l'effet thermo-optique et possède une forte permittivité relative ($\epsilon_{xx} = 78$) suivant la direction X. Toutefois, elle diffère de la précédente car elle induit une rotation de l'ellipsoïde.

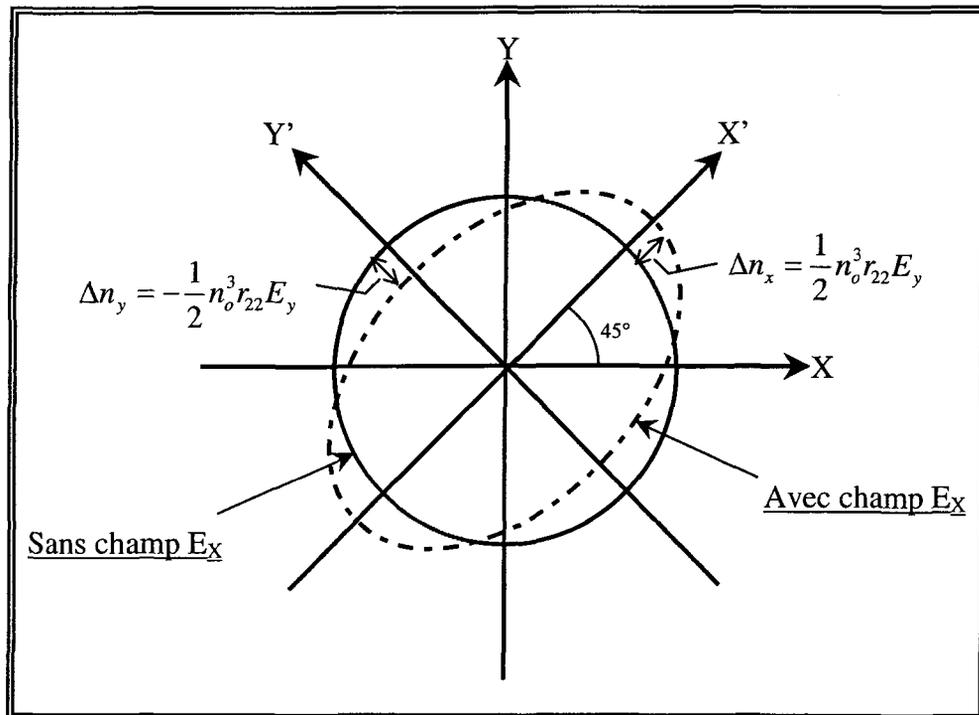


Figure 2.9 : Déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde XY avec E_x

2.4 Cas d'un champ électrique appliqué dans le plan X et Y

Du fait que l'application d'un champ E_x induit une rotation de l'ellipsoïde des indices, il est nécessaire de déterminer l'influence d'un champ quelconque dans le plan X-Y sur la déformation et la rotation de l'ellipsoïde des indices. De cette façon, nous pourrions estimer les variations de la réponse du capteur en fonction de sa position par rapport à la direction d'un champ électrique quelconque dans le plan X-Y. Nous effectuerons ce calcul en deux étapes :

- Nous calculerons tout d'abord l'effet du champ dans la direction Y ;
- Puis, en tenant compte de cet effet, nous calculerons ensuite l'effet du champ suivant la direction X.

En se rapportant à la section 2.2, nous avons vu que l'application d'un champ E_y produisait une déformation de l'ellipsoïde des indices et donc une variation des indices de réfraction.

En voici les résultats :

$$\begin{cases} n_x = n_o + \frac{1}{2} r_{22} n_o^3 E_y = n_o + \Delta\varphi \\ n_y = n_o - \frac{1}{2} r_{22} n_o^3 E_y = n_o - \Delta\varphi \end{cases} \quad (2.9)$$

Faisons maintenant le calcul pour un champ E_X . Sans champ E_Y , l'équation se rapportant à un champ E_X est :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0^2} - 2 \cdot r_{22} xy E_x = 1$$

Or, comme nous venons de voir avec les équations 2.9, l'indice ordinaire dans la direction X et Y s'est transformé sous l'application d'un champ E_Y , ce qui conduit à :

$$\frac{x^2}{(n_o + \Delta\varphi)^2} + \frac{y^2}{(n_o - \Delta\varphi)^2} - 2r_{22}xyE_x = 1$$

Une rotation dans le plan X-Y est donc nécessaire pour éliminer le terme croisé. La transformation pour passer de l'ancien système de coordonnées X-Y au nouveau X'-Y' est donnée par :

$$\begin{cases} X = X' \cos \alpha - Y' \sin \alpha \\ Y = X' \sin \alpha + Y' \cos \alpha \end{cases}$$

Par la suite, pour l'élimination du terme croisé, nous obtenons la condition suivante sur l'angle α qui correspond à l'angle de rotation de l'ellipsoïde des indices [26] :

$$\alpha = \frac{1}{2} \cdot \tan^{-1} \left(\frac{-2r_{22}E_x}{\frac{1}{(n_o + \Delta\varphi)^2} - \frac{1}{(n_o - \Delta\varphi)^2}} \right) \quad (2.10)$$

Les nouvelles valeurs des indices de réfraction n'_x et n'_y dû à l'ajout d'un champ E_x deviennent :

$$n'_{\substack{x \rightarrow + \\ y \rightarrow -}} = \left[\frac{2}{\left(\frac{1}{n_x}\right)^2 + \left(\frac{1}{n_y}\right)^2 \pm \sqrt{\left(\left(\frac{1}{n_x}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_y}\right)^2\right)^2 + (2r_{22} E_x)^2}} \right]^{1/2} \quad (2.11)$$

où n_x et n_y correspondent aux équations 2.9.

À partir des équations 2.10 et 2.11, nous déduisons que l'application d'un champ électrique quelconque dans le plan X-Y provoque une rotation de l'ellipsoïde des indices. Cet angle de rotation dépendra du rapport entre les composantes \vec{E}_x et \vec{E}_y du champ électrique résultant.

Quand $E_y \gg E_x$: l'angle $\alpha = 0$,

$E_y \ll E_x$: l'angle $\alpha = \pi/4$,

et si $E_y = E_x$: l'angle $\alpha = \pi/8$.

La figure 2.10 représente la rotation de l'ellipsoïde des indices en fonction du rapport

E_y/E_x :

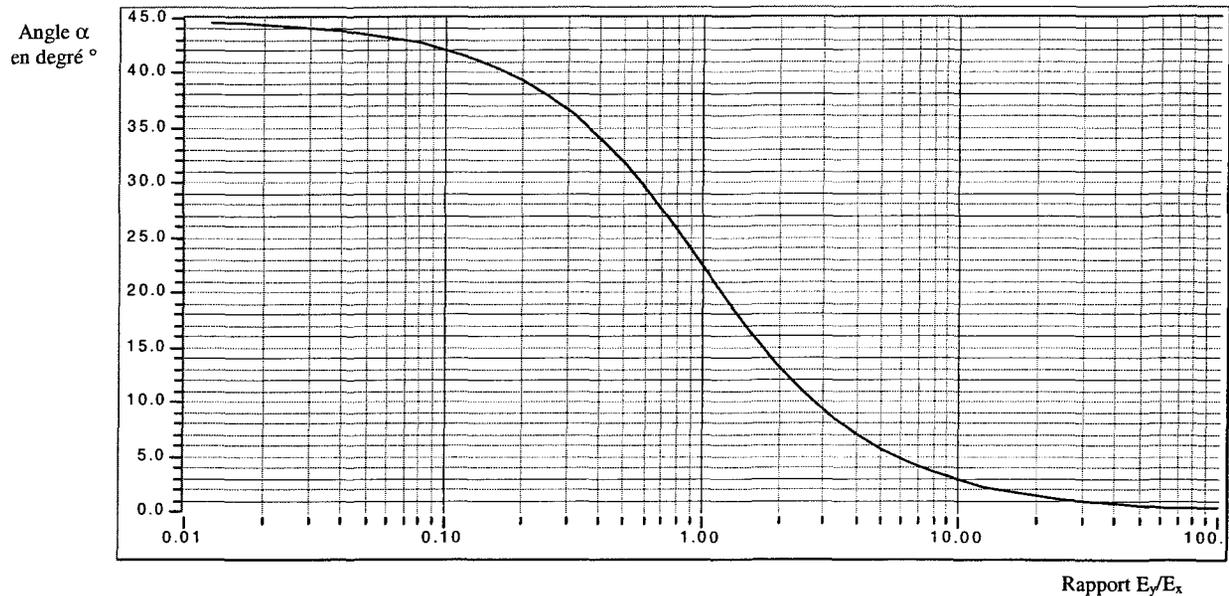


Figure 2.10 : Rotation de l'ellipsoïde des indices provoquée par un champ électrique dans le plan X-Y

En ce qui concerne la déformation de l'ellipsoïde ou plutôt la variation des indices de réfraction sous un champ électrique induit dans le plan X-Y (voir l'équation 2.11), on s'aperçoit qu'elles varient de la même façon quelle que soit la direction du champ. Ainsi, la variation absolue des indices de réfraction est sensible uniquement à l'intensité totale du champ électrique existant.

Revenons sur l'influence de la rotation de l'ellipsoïde pour des champs électriques dans le plan X-Y. Puisque le capteur aura seulement la possibilité de faire la mesure d'un champ électrique unidirectionnel, il est très intéressant pour nous d'user de cette caractéristique du niobate de lithium face aux champs électriques dans le plan X-Y. En

effet, lors du positionnement du capteur dans la distribution du champ électrique, nous aurons comme seule contrainte de s'assurer que la section du cristal et la direction du champ électrique se trouvent dans le même plan.

3. Choix de la coupe du cristal

La section précédente nous a éclairé sur les différentes configurations offertes par le LiNbO_3 . À première vue, la configuration avec un champ électrique dans la direction Z est la plus intéressante puisqu'elle offre le plus grand effet E/O en plus d'avoir une plus grande valeur de champ électrique dans le cristal due à sa faible permittivité relative. Par contre, sa dépendance à l'effet thermo-optique nous contraint malheureusement à la mettre de côté.

Pour ce qui est des configurations avec un champ électrique dans les directions X ou Y, elles offrent toutes les deux les mêmes possibilités à l'exception de la rotation de $\pi/4$ de l'ellipsoïde des indices (E_x) qui les différencie. Ce sont les configurations les plus intéressantes.

Finalement, nous opterons pour la configuration avec un champ quelconque dans le plan X-Y puisqu'elle utilise les caractéristiques des deux configurations précédentes et qu'elle facilitera l'utilisation pratique du capteur dans n'importe laquelle distribution de champ électrique. La *figure 2.11* schématise cette configuration. Alors, la propagation du faisceau lumineux se fera suivant l'axe optique du cristal. Cela aura comme avantage majeur d'éliminer la biréfringence naturelle du cristal et de minimiser l'effet thermo-

optique. Ainsi, la section du cristal parallèle au plan d'onde et sur laquelle sera appliqué le champ électrique se trouvera dans le plan X-Y.

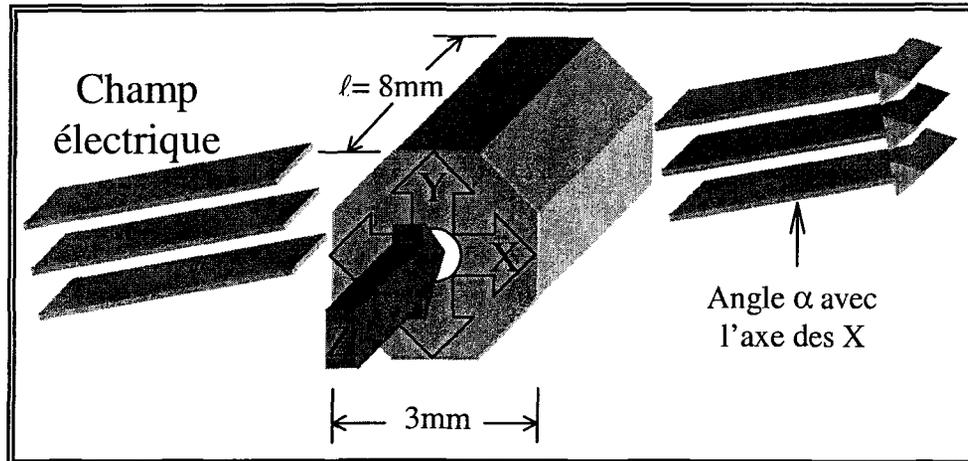


Figure 2.11 : Configuration du cristal de LiNbO_3 dans une distribution de champ électrique

CHAPITRE 3

Expérimentation

1. Principe du montage expérimental

1.1 Explication du principe

Le principe de mesure du capteur se fait à partir de l'effet E/O sur un cristal de LiNbO_3 sans électrode de contact. Le principe devient effectif par l'usage du montage statique à polarisation circulaire permettant de se retrouver directement dans la zone linéaire de transmittance du système. Voici le schéma représentant ce principe :

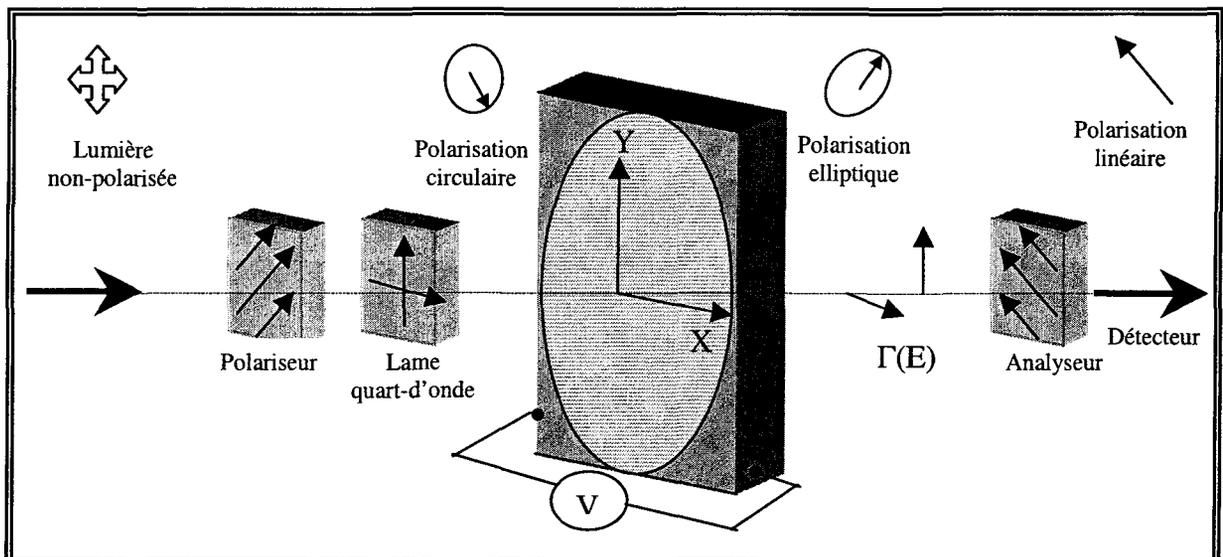


Figure 3.1 : Principe d'opération du capteur de champ électrique

Une lumière monochromatique, issue d'une source laser, traverse un polariseur et une lame quart d'onde produisant une polarisation circulaire durant le processus. Ensuite, la lumière traverse le cristal E/O et subit un déphasage entre les composantes orthogonales E_x et E_y du champ électrique qui la décrit en raison de la biréfringence linéaire induite par le champ électrique appliqué au cristal. Une lumière polarisée elliptiquement en résulte et l'intensité lumineuse est alors détectée à la sortie de l'analyseur placé à la fin du montage. Afin de déterminer les variations du retard de phase $\Gamma(E)$ induit par le champ appliqué, ces variations étant proportionnelles au champ électrique appliqué au cristal, nous utiliserons la méthode statique à polarisation circulaire. Cette méthode permet, par une mesure de l'intensité lumineuse en sortie de l'analyseur, d'étudier la variation linéaire du facteur de transmission optique en fonction du champ électrique lorsque l'angle de l'analyseur est fixe.

Ce facteur de transmission ou transmittance optique est donné par :

$$T = \frac{I(E)}{I_0} \quad (3.1)$$

où - I_0 est l'intensité lumineuse sans champ électrique ramenée à la sortie lorsque les composants optiques du système ont tous leurs axes parallèles ;

- $I(E)$ est l'intensité à la sortie lorsqu'un champ électrique E est appliqué.

Auparavant, nous déterminerons la transmittance optique obtenue par la méthode à polarisation linéaire. Cette méthode plus générale nous permettra de mieux comprendre les avantages de la compensation à polarisation circulaire.

1.2 Montage à polarisation linéaire

L'influence du champ électrique externe E sur les indices de réfraction dépend de la symétrie et de la structure du cristal. Si une lumière polarisée linéairement est introduite dans un cristal comme le niobate de lithium à $\pi/4$ des axes du cristal, les indices de réfraction que verront les deux composantes orthogonales de la lumière seront les suivantes :

$$\boxed{\begin{matrix} n_x = n_o + \frac{n_o^3}{2} r_{22} E_y \\ n_y = n_o - \frac{n_o^3}{2} r_{22} E_y \end{matrix}} \quad (\text{configuration du champ électrique suivant Y}) \quad (3.2)$$

Or, une lumière polarisée peut être décrite de la manière suivante :

$$\vec{E} = E_o e^{-i\Gamma} (e^{i\omega t})$$

où E_o : l'amplitude du vecteur champ électrique ;

ω : la fréquence angulaire ;

t : le temps ;

Γ : le nombre d'onde.

Si le faisceau polarisé linéairement entre à $\pi/4$ des axes du cristal, les composantes orthogonales du champ électrique de la lumière qui se propageront seront décrites par :

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{E_o}{\sqrt{2}} e^{-i\Gamma_x} \\ E_y &= \frac{E_o}{\sqrt{2}} e^{-i\Gamma_y} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Après avoir traversé le cristal de longueur ℓ , le déphasage de chacune des composantes orthogonales du champ électrique de la lumière sera :

$$\begin{aligned} \Gamma_x &= \frac{2\pi}{\lambda} n_x \ell \\ \Gamma_y &= \frac{2\pi}{\lambda} n_y \ell \end{aligned} \quad (3.4)$$

Substituant l'équation 3.2 dans 3.4, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \Gamma_x &= \frac{2\pi}{\lambda} \ell \cdot (n_o + \frac{1}{2} r_{22} n_o^3 E_y) = \Gamma_o + \Delta\Gamma \\ \Gamma_y &= \frac{2\pi}{\lambda} \ell \cdot (n_o - \frac{1}{2} r_{22} n_o^3 E_y) = \Gamma_o - \Delta\Gamma \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\text{où } \Delta\Gamma = \frac{\pi}{\lambda} \ell r_{22} n_o^3 E_y.$$

Lorsque nous considérons les phases dans les équations 3.3, les composantes de la lumière transmise par le cristal prennent maintenant la forme suivante :

$$\boxed{\begin{aligned} E_x &= \frac{E_o}{\sqrt{2}} e^{-i(\Gamma_o + \Delta\Gamma)} \\ E_y &= \frac{E_o}{\sqrt{2}} e^{-i(\Gamma_o - \Delta\Gamma)} \end{aligned}} \quad (3.6)$$

Le polariseur de sortie (appelé également analyseur), tourné de $\pi/2$ par rapport au polariseur d'entrée, est placé après le cristal E/O. Les composantes orthogonales du champ électrique du faisceau lumineux seront additionnées algébriquement lorsqu'elles

seront transmises, c'est-à-dire $E = \frac{E_x - E_y}{\sqrt{2}}$:

$$\boxed{E = \frac{E_o}{2} e^{i\Gamma_o} (e^{i\Delta\Gamma} - e^{-i\Delta\Gamma}) = iE_o e^{i\Gamma_o} \sin(\Delta\Gamma)} \quad (3.7)$$

d'où l'intensité lumineuse transmise $I(E) = cte \cdot EE^* = E_o^2 \sin^2(\Delta\Gamma)$.

Nous en déduisons la transmittance du système en sachant que $I_o = E_o^2$:

$$\boxed{\frac{I(E)}{I_o} = \sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} r_{22} n_o^3 \ell E_y\right) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{\ell E_y}{U_\pi}\right)} \quad \text{où } U_\pi = \frac{\lambda}{2r_{22}n_o^3} \quad (3.8)$$

U_π , la tension de demi-onde (tension nécessaire pour déphaser de π), vaut ici 3891,8 Volts en prenant 632,8 nm pour la longueur d'onde, $6,8 \cdot 10^{-12}$ m/V pour le coefficient E/O r_{22} (configuration du champ E_x ou E_y) et 2,2866 pour l'indice de réfraction ordinaire n_o . $\ell = 8\text{mm}$, est la longueur du cristal.

Voici une courbe théorique représentant la transmittance en fonction du champ électrique dans le cristal pour un montage à polarisation linéaire :

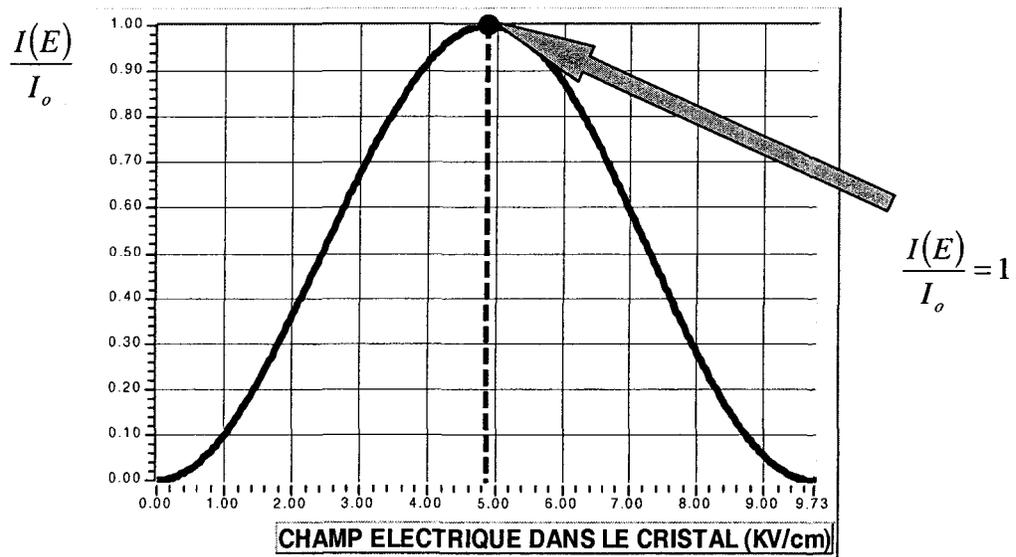


Figure 3.2 : Courbe de transmittance du montage à polarisation linéaire

Déterminons l'amplitude du champ électrique dans le cristal pour atteindre le maximum d'intensité lumineuse à la sortie du système :

$$\frac{I(E)}{I_o} = \sin^2\left(\frac{\pi \ell E_y}{2 U_\pi}\right) = 1, \quad \text{or cela signifie que } \frac{\ell E_y}{U_\pi} = 1 \quad \text{donc } E_y = 4.86 \text{ kV/cm}$$

Ainsi, deux problèmes se posent quant à l'utilisation de ce montage :

1. Il s'avère très délicat de positionner de façon précise l'axe du polariseur à $\pi/4$ exactement de l'axe de référence du cristal. Par ailleurs, ceci est également le cas pendant une mesure E/O, lorsqu'une rotation de l'ellipsoïde des indices est induite par le champ appliqué. Pour ces deux exemples, l'erreur de positionnement du polariseur est difficilement mesurable et devrait être prise en compte dans l'erreur globale liée au montage et à la méthode de mesure.
2. La transmission optique du système n'est pas linéaire ce qui influence naturellement les performances et la précision du dispositif.

1.3 Montage à polarisation circulaire

Nous pouvons minimiser ces deux problèmes en utilisant un montage à polarisation circulaire. Nous produisons la polarisation circulaire en entrée du cristal par l'addition d'un polariseur linéaire puis d'une lame quart d'onde. De cette façon, on s'assure que les deux composantes orthogonales x et y voient leur indice respectif avec la même amplitude. De plus, et c'est ce qui est intéressant, le capteur travaille dans la région linéaire de la transmittance puisque sans champ électrique appliqué, nous avons une intensité de $I_0/2$.

Donc la fonction de transfert devient :

$$\frac{I(E)}{I_o} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi \ell E_y}{2 U_\pi} \right) \cong \frac{1}{2} \left[1 + \sin \left(\frac{\pi \ell E_y}{U_\pi} \right) \right] \quad (3.9)$$

Voici la courbe représentant cette nouvelle fonction de transfert :

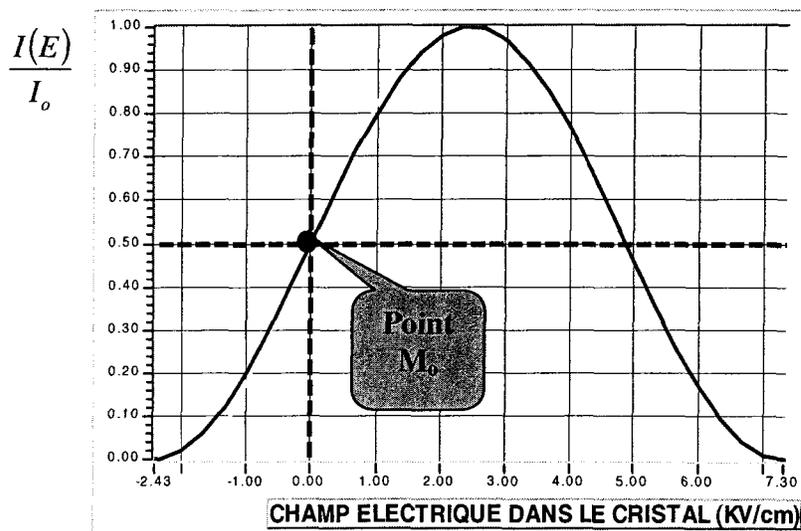


Figure 3.3 : Courbe de transmittance du montage à polarisation circulaire

M_o représente le point de fonctionnement. À champ nul, nous avons une intensité de $I_o/2$. Nous sommes dans la région linéaire de la transmittance. Pour de petites valeurs du champ électrique, nous pouvons estimer la fonction de transfert comme étant :

$$\frac{I(E)}{I_o} \cong \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\pi \ell E_y}{U_\pi} \right) \right] \quad (3.10)$$

Ce qui est représenté graphiquement par la *figure 3.4* :

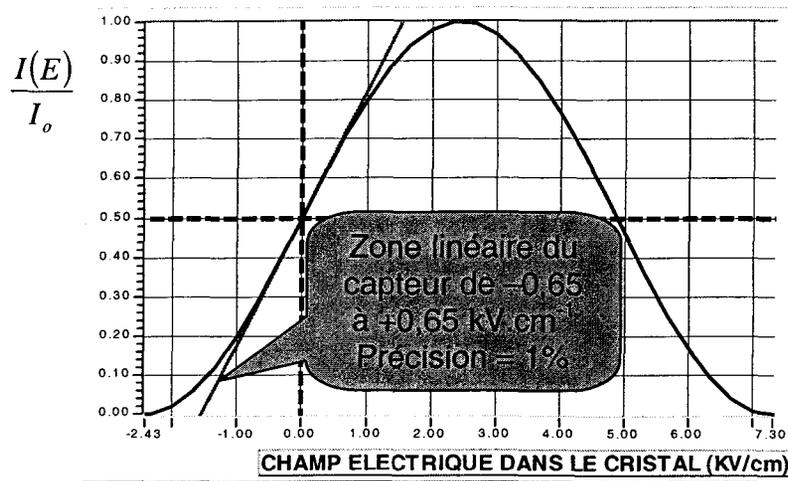


Figure 3.4 : Courbe de la réponse du capteur avec le champ électrique

2. Montage expérimental

2.1 Schéma du montage expérimental

Dans cette section, nous ferons la description détaillée du banc optique qui nous permettra d'effectuer des expérimentations pour étudier le comportement du niobate de lithium avec ou sans bague de protection. Ces expérimentations nous serviront à simuler le comportement du capteur dans une configuration de champ électrique avec les électrodes planes parallèles et de valider la modélisation.

Les mesures s'effectueront bien sûr sur un banc optique (*figure 3.5*) où l'on met en œuvre la méthode statique à polarisation circulaire. À propos, les éléments optiques de ce montage feront parties intégrantes du capteur.

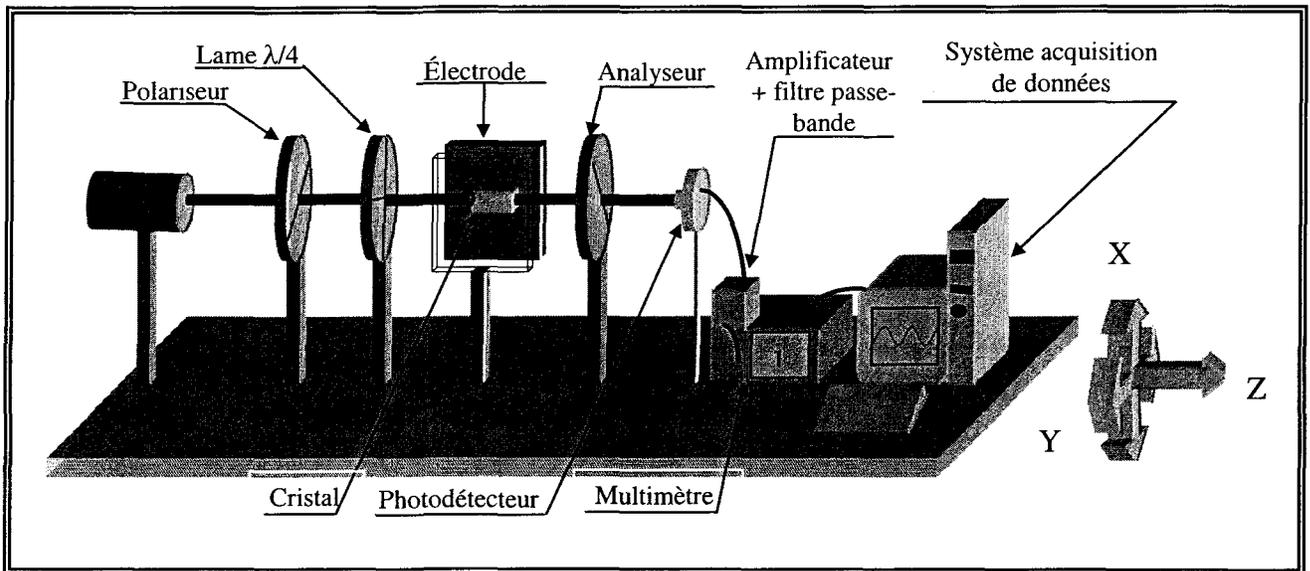


Figure 3.5 : Banc optique mettant en œuvre le montage statique à polarisation circulaire

Ce banc optique se compose de :

- Un laser Hélium Néon 30mW max. de longueur d'onde 633nm et d'un facteur de polarisation de 500 :1 (polarisation rectiligne) ;
- Un polariseur rectiligne dont l'axe est à 45° des axes X-Y du cristal ;
- Une lame quart d'onde dont l'axe lent et l'axe rapide se confondent avec les axes X-Y du cristal ;
- Un porte-électrodes en matière isolante permettant de changer la distance entre les électrodes et de tourner dans le plan X-Y les électrodes par rapport au cristal ;
- Un porte-échantillon en matière isolante permettant de positionner le cristal efficacement au micromètre près dans toutes les positions possibles ;
- Un analyseur (polariseur rectiligne) placé au maximum de sensibilité ;

- Un moteur 12V à courant continu de rapport 120/3 permettant la rotation de l'analyseur pour l'analyse de la polarisation circulaire à la sortie du cristal sans champ électrique et la détermination du maximum de sensibilité¹ ;
- Un amplificateur courant-tension de gain 10000 V.A^{-1} et filtre passe-bande permettant au courant délivré par le photodétecteur (en μA) d'être visualisé sur un multimètre et un oscilloscope ;
- Un multimètre Keithley 2000 avec sortie GPIB ;
- Un oscilloscope Tektronics TDS 220 permettant la visualisation du signal¹ ;
- Une sonde H.T. 40KV reliée à un voltmètre numérique pour la mesure de la tension entre les électrodes¹ ;
- Un système d'acquisition utilisant un PC avec interface National Instruments AT-GPIB NI-488.2 connecté au Keithley 2000 conduit par un logiciel sous Labview 5.0² ;
- Une alimentation H.T. continue 0 à 30KV -1.5mA^1 ;
- Une alimentation H.T. alternative 50 Hz 10KV réalisée par Christophe Volat¹.

¹ non représenté sur la figure

² National Instruments, Graphical Programming for Instrumentation, www.natinst.com

2.2 Réglage et positionnement des éléments optiques

Avant d'effectuer les mesures, il nous faut aligner les différents éléments optiques constituant le montage. Il est primordial pour la qualité des mesures que les conditions suivantes soient respectées :

- Propagation du faisceau lumineux strictement parallèle à l'axe optique ;
- Polarisation circulaire à l'entrée du cristal ;
- Analyseur à $\alpha + n\pi/4$ des axes X-Y du cristal pour le maximum de sensibilité, où α est l'angle de rotation de l'ellipsoïde des indices pour des champs de direction quelconque dans le plan X-Y (voir équation 2.10).

Il est nécessaire d'être sensibilisé au fait que l'optique demande une grande précision et par conséquent, le rendement que nous pourrons tirer d'un montage dépendra fortement de la qualité des éléments optiques utilisés, des degrés de liberté fournis par les supports optiques et bien sûr de l'expérimentateur. Pour cette manipulation, l'alignement se fera en plusieurs étapes.

2.2.1 Pré-positionnement du cristal par rapport à la direction du faisceau lumineux

Dans un premier temps, il est important de s'assurer que le faisceau lumineux se propageant dans le cristal est bien parallèle à l'axe optique. Pour satisfaire cette condition, nous pouvons nous servir d'un phénomène d'interférence qui a lieu lorsqu'un corps anisotrope est placé entre deux polariseurs croisés et traversé par un faisceau de

lumière divergent [33]. Ainsi, après l'analyseur nous observons une figure d'interférence comme celle-ci :

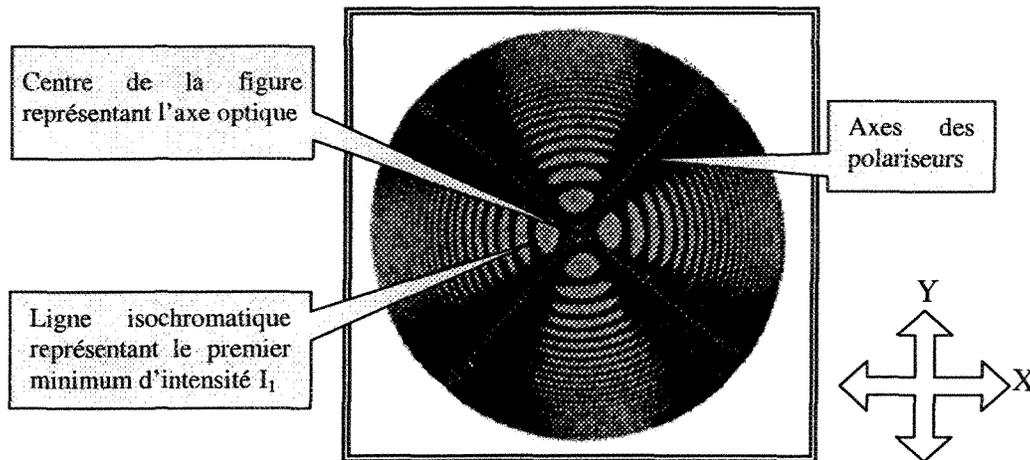


Figure 3.6 : Figure d'interférence en lumière divergente

Sur la figure, nous pouvons observer ce que nous appelons les lignes neutres et qui sont représentées ici par une croix noire. Cette croix définit en fait la position des polariseurs lorsqu'ils sont croisés. Lorsqu'ils sont parallèles, nous obtenons la figure complémentaire.

Sur notre montage expérimental, il est possible de reproduire cette figure puisque le cristal a tendance à diffuser une petite partie de lumière transmise. Ainsi, en plaçant l'analyseur près du cristal, nous pouvons reconstituer la figure d'interférence. Ce qui est intéressant, c'est que le faisceau collimaté traversant le cristal représente un angle particulier de transmission. Ainsi, en visualisant la figure d'interférence, nous avons la possibilité d'observer l'angle du faisceau incident par rapport à l'axe optique. L'axe optique est représenté ici par le centre de la *figure 3.6*. En mesurant l'intensité

lumineuse à l'aide de la photodiode, nous sommes en mesure de diriger assez précisément le faisceau incident parallèle à l'axe optique puisque nous devons retrouver un minimum d'intensité lumineuse suivant cette direction (centre de la figure d'interférence).

Cette méthode est un excellent support visuel puisque les cristaux que nous utilisons ont des faces qui ne sont pas strictement parallèles. Donc, sans cet outil, il y a une forte probabilité pour que nous soyons positionnés sur une ligne isochromatique (premier minimum d'intensité) au lieu d'être positionné au centre de la figure. L'équation 3.11 permet de calculer le rayon angulaire i_1 du premier minimum d'intensité :

$$\boxed{i_1^2 = \frac{2\lambda}{\ell} \frac{n_o n_e^2}{n_o^2 - n_e^2}} \quad \text{avec} \quad i_k = i_1 \sqrt{k} \quad (3.11)$$

où λ : la longueur d'onde de la lumière ;

ℓ : la longueur du cristal ;

n_o : l'indice ordinaire ;

n_e : l'indice extraordinaire.

Ainsi, en faisant le calcul numérique avec les valeurs appropriées, on en arrive à un angle de $3,91^\circ$ pour le premier minimum d'intensité.

Cette méthode constitue la première étape du réglage et positionnement des éléments optiques. Mais, il faut savoir que ce positionnement devra être revu avec une plus grande précision à la dernière étape puisque la conservation d'un état de polarisation circulaire lors du passage de la lumière sans l'application d'un champ électrique doit se faire exactement à trois minutes d'arc près suivant l'axe optique (le cristal se comporte comme un corps isotrope suivant cette direction).

Par la suite, il nous faut positionner avec précision l'axe de l'analyseur par rapport au cristal, en fonction de la direction du champ électrique appliqué, pour obtenir le maximum de sensibilité.

2.2.2 Positionnement des différents éléments pour obtenir le maximum de sensibilité

Premièrement, par l'ajout d'une lame quart d'onde avant le cristal et en retirant ce dernier, tout en conservant les coordonnées exactes de sa position, on produit une polarisation circulaire. Ensuite, on repositionne le cristal exactement au même endroit.

Puis, en appliquant un champ électrique alternatif, on détermine la position du maximum de sensibilité. En effet, en tournant l'analyseur de 2π , nous devons retrouver quatre positions particulières de maximum de sensibilité. Ces positions correspondent aux angles $\alpha + \pi/4$, $\alpha + 3\pi/4$, $\alpha + 5\pi/4$ et $\alpha + 7\pi/4$. Nous choisissons la position qui nous convient le mieux. On retire le cristal de nouveau. Après avoir positionné l'analyseur sur un maximum de sensibilité, il est préférable d'ajuster la position du

polariseur d'entrée à $\pi/2$ de l'analyseur. C'est une précaution à prendre du fait qu'il est difficile d'obtenir une polarisation circulaire parfaite. Du coup, on s'assure que les deux composantes orthogonales E_x et E_y de la lumière dans le nouveau repère, dû à l'application du champ, ont la même amplitude. Ensuite, à partir de cette nouvelle position du polariseur, on ajuste la lame quart d'onde à $\pi/4$ pour obtenir la meilleure polarisation circulaire possible. À l'aide du dispositif « moteur-analyseur », du système d'acquisition de donnée et du programme développé sous Labview permettant l'analyse de polarisation (voir **annexe 2**), nous déterminons le déphasage entre nos deux composantes orthogonales du champ électrique de la lumière polarisée. De cette façon, on connaît l'état de la polarisation sans cristal. Une fois la caractérisation de la polarisation circulaire à l'entrée du cristal faite, on fait la caractérisation de la polarisation après le cristal.

La technique de la figure d'interférence est utile à la première étape du réglage pour se positionner très près de l'axe optique. Mais il nous faut affiner cette position en comparant l'état de la polarisation circulaire à l'entrée et à la sortie du cristal. Ainsi en ajustant à l'aide de la vis micrométrique la position du cristal, on peut retrouver la même polarisation en sortie qu'en entrée. Comme nous avons dit auparavant, le positionnement se fait à la précision de la minute d'arc, ce qui est très précis. Donc en faisant tourner l'analyseur et en effectuant simultanément une acquisition de la polarisation, on peut repositionner, par tâtonnement, le cristal exactement sur l'axe optique.

Voici la *figure 3.7* qui est un exemple visuel de l'intensité lumineuse mesurée lorsqu'on fait tourner l'analyseur de 2π avec une polarisation circulaire à l'entrée du cristal et une polarisation devenue elliptique à la sortie lorsque le cristal est mal positionné avec une intensité incidente I_0 de 10 mW :

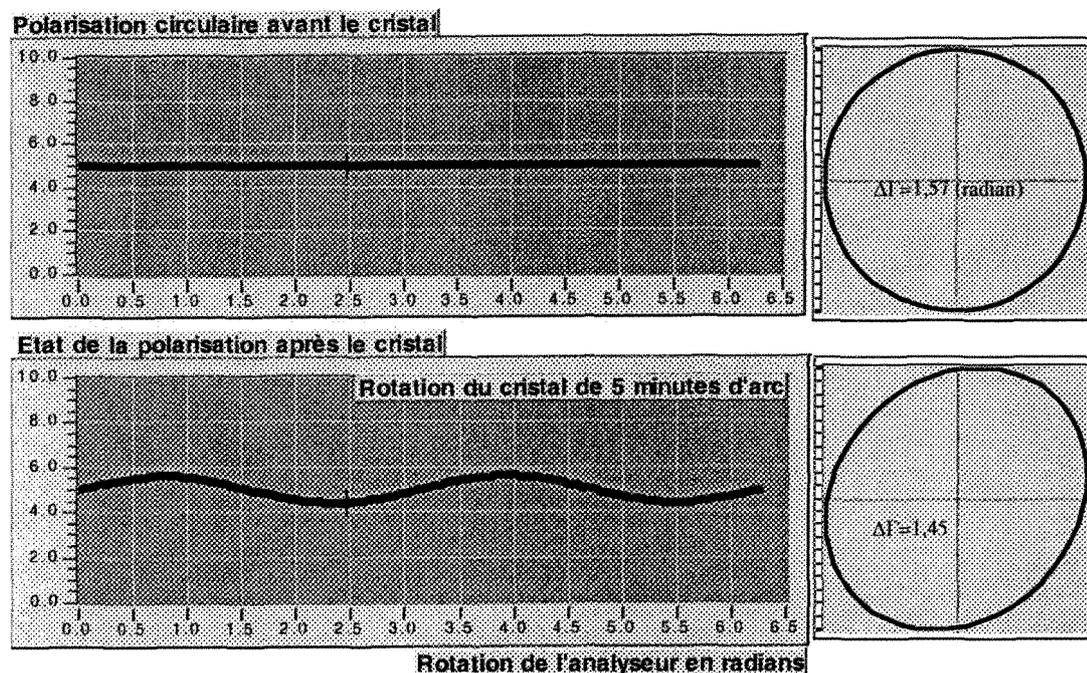


Figure 3.7 : Comparaison de la polarisation en entrée et sortie du cristal

Une fois le positionnement terminé, on refait une dernière acquisition (moteur-analyseur) pour la détermination de l'intensité incidente I_0 . Cette valeur doit être connue pour le calcul de la sensibilité au champ électrique de notre système. En fait, lorsqu'une lumière polarisée circulairement traverse un analyseur, la moitié de la lumière est transmise. Donc, en enregistrant le signal sur 2π , en moyennant et en multipliant par deux, nous retrouvons une valeur approximative satisfaisante pour l'intensité incidente I_0 .

3. Résultats expérimentaux

Avant de débiter les mesures, et avant même le réglage des composants optiques, il est important de laisser réchauffer le laser pour que l'intensité lumineuse puisse se stabiliser (voir **annexe 4.1**). Trente à quarante minutes sont nécessaires.

3.1 Acquisition du signal

Le faisceau lumineux après avoir traversé tous les éléments optiques du système frappe le photodétecteur. Le photodétecteur est en fait une photodiode qui convertit l'intensité lumineuse en courant électrique (μA). Par la suite, le courant électrique est converti sous forme de tension pour un gain de 10000 V.A^{-1} . Le signal est alors acheminé vers un multimètre qui est directement connecté à un système d'acquisition de données contrôlé par le logiciel LABVIEW (voir **annexe 2**). Cette chaîne de mesure correspond à celle utilisée pour l'analyse de la polarisation et la mesure de I_0 .

3.1.1 Signal de sortie et champ électrique appliqué

Lorsque l'on s'intéresse au signal de sortie produit par l'application d'un champ électrique sur le cristal, un filtre passe-bande (fréquence 50-60 Hz) est ajouté à la chaîne de mesure. Ce filtre sert à éliminer les parasites mais également la composante continue du signal. En effet, puisque nous appliquons un champ électrique alternatif, le signal de sortie oscillera autour du point de fonctionnement M_0 de la courbe de transmittance qui a une valeur non-nulle de $I_0/2$. La *figure 3.8* présente le signal de sortie en fonction du

champ électrique alternatif dans le cristal à partir de la courbe de transmittance du système.

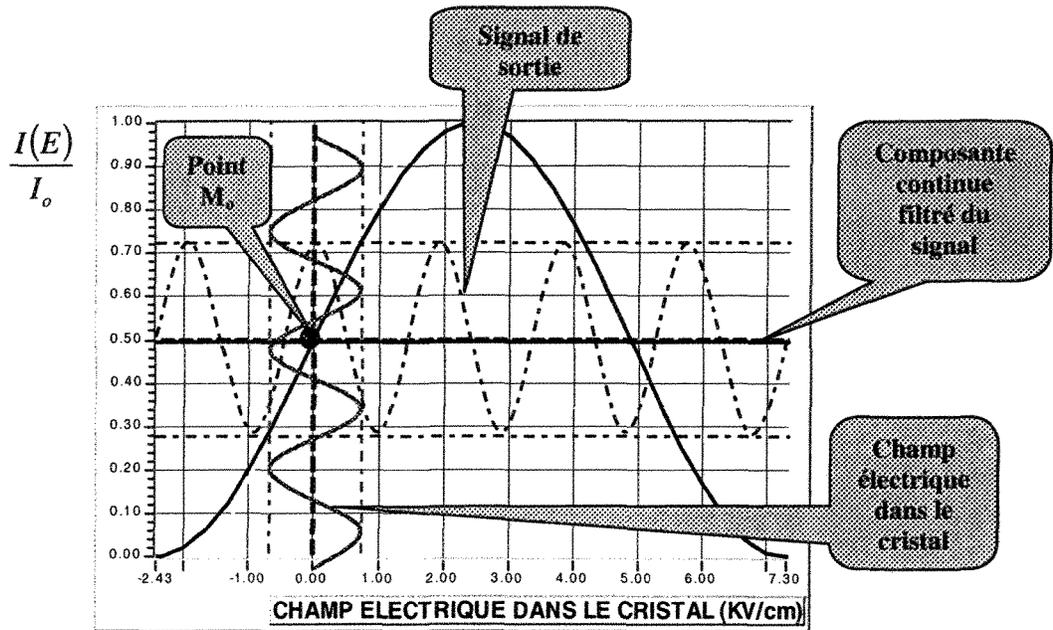


Figure 3.8 : Signal de sortie en fonction du champ électrique alternatif dans le cristal

Reprenons l'équation 3.10 de la transmittance pour le montage à polarisation circulaire :

$$\frac{I(E)}{I_o} \cong \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi \ell E_y}{U_\pi} \right)$$

Puisqu'on mesure que la partie alternative du signal, la constante $\frac{1}{2}$ dans l'équation est supprimée. Remplaçons les paramètres par leur valeur numérique respective et en

isolant le champ électrique dans le cristal, nous retrouvons alors :

$$E_{Cristal} = \frac{3.10 * 10^5 I(E)}{I_O} \quad \text{exprimé en Volt/m} \quad (3.12)$$

L'équation de conversion nous permet de trouver directement le champ électrique dans le cristal à partir du signal de sortie $I(E)$ sans prendre en considération la composante continue. Du fait que le signal filtré est quelque peu atténué par rapport au signal non-filtré, l'équation 3.12 est multiplié par un facteur de compensation égale à 1.1.

3.2 Déroulement des mesures

Les expérimentations se feront selon deux types de configurations qui seront bien sûr présentées sommairement dans les prochains paragraphes. L'utilisation de chaque méthode nous permettra de soutirer des informations se rapportant au comportement du capteur et de conclure évidemment sur les caractéristiques finales qu'il devra posséder.

3.2.1 Distance entre électrodes variables

La première configuration consiste à appliquer une tension alternative constante et à faire varier la distance entre les électrodes. Ce type d'expérimentation nous permettra d'étudier les variations de sensibilité du capteur avec la distance. On s'attend à ce que le champ dans le cristal varie selon l'équation 2.4 (voir chapitre 2 section 1.4).

3.2.2 Tension appliquée variable

La deuxième configuration consiste à appliquer différentes valeurs de tension pour une distance entre les électrodes constantes. Cela nous permettra de vérifier la linéarité de la réponse du capteur pour un intervalle de champ électrique donné suivant l'équation **3.10** (voir la section 1.3) pour le montage à polarisation circulaire.

3.3 Conditions expérimentales

3.3.1 Positionnement du faisceau lumineux sur la face d'entrée du cristal

À partir des modélisations qui ont été faites sur la distribution du champ électrique dans le cristal, on a pu s'apercevoir qu'il se crée des effets de pointe qui perturbent l'uniformité du champ et cela de manière variable selon la forme du cristal (voir *figure 2.6*). On peut en déduire que la position du faisceau lumineux sur la face d'entrée de celui-ci aura une importance primordiale puisque le déphasage induit entre les deux composantes orthogonales de la lumière polarisée dépend forcément du champ électrique présent dans le matériau E/O.

Ainsi, nous avons fait une expérimentation en utilisant la deuxième configuration (distance entre les électrodes constantes pour une tension appliquée variable) pour différentes positions du faisceau lumineux sur la face d'entrée du cristal qui aura ici la forme carrée. Cinq positions ont été retenues pour mettre le plus possible en évidence la distribution non uniforme du champ électrique. On peut voir sur la *figure 3.9* ces différentes positions.

La figure 3.9 représente la distribution du champ électrique dans un cristal de section carrée de 3mm de côté pour une tension de 10 kV et une distance entre les électrodes de 8mm à partir d'une modélisation faite avec le logiciel ANSYS. Les valeurs de champ électrique sont en volt par mètre :

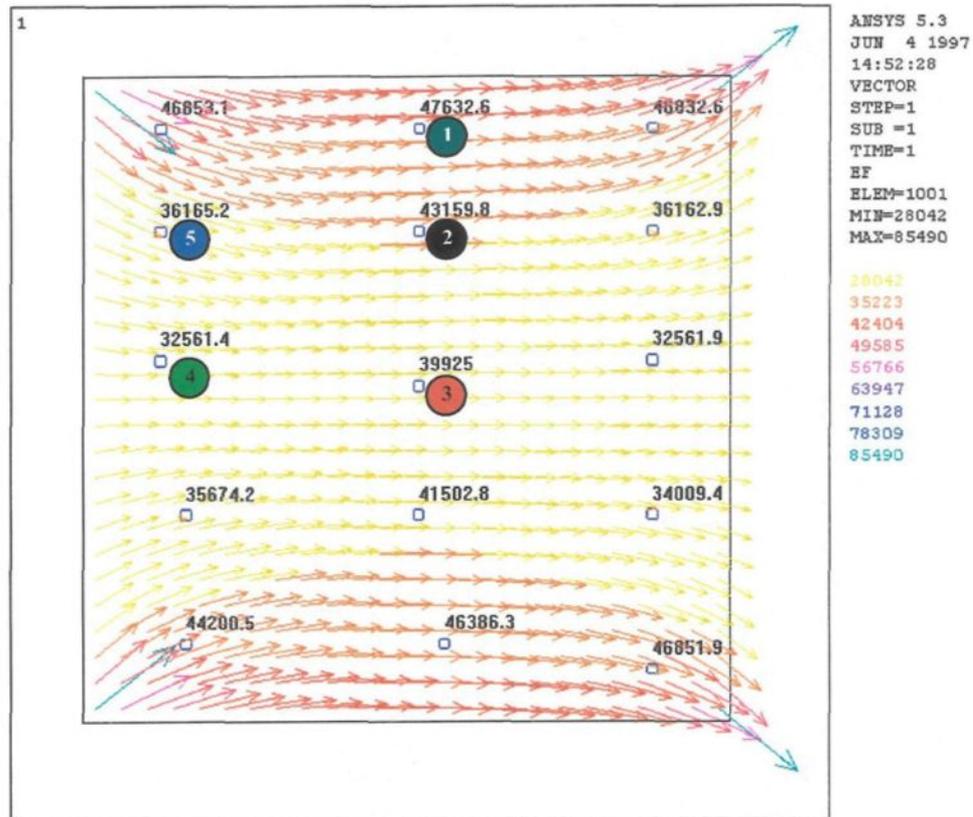


Figure 3.9 : Distribution du champ électrique dans un cristal de section carrée

Puisque cette expérience a comme seul objectif de mettre en évidence le phénomène de non-uniformité du champ dans le cristal, l'analyse des résultats sera en fait qu'une simple comparaison entre les rapports des valeurs expérimentales et théoriques.

La figure 3.10 est le résultat de cette expérimentation :

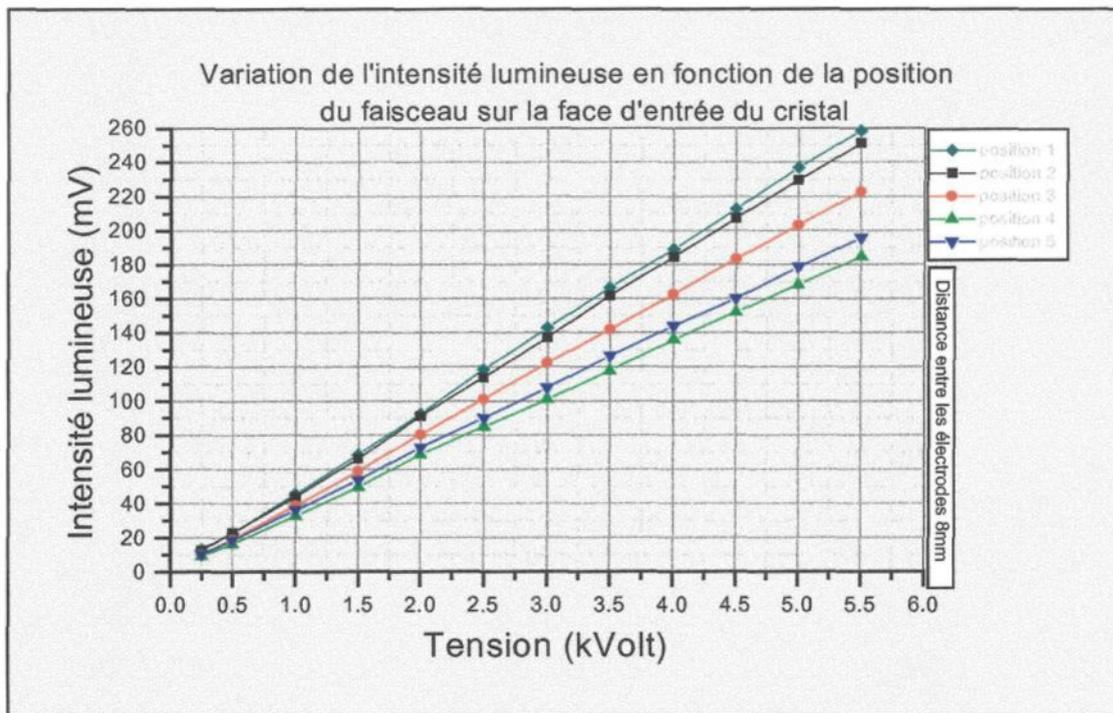


Figure 3.10 : Positionnement du faisceau sur la face du cristal

En s'aidant de l'équation de conversion 3.12 , nous pourrions remonter jusqu'aux valeurs du champ électrique dans le cristal. Mais ce n'est pas ici notre but. Il est possible de comparer directement le rapport des valeurs expérimentales aux valeurs théoriques même si nous n'avons pas appliqué la même intensité de champ électrique puisque dans les deux cas, nous nous retrouvons dans la zone linéaire de transmittance du système. Faisons maintenant une courte analyse des résultats obtenus.

À partir des cinq positions choisies sur le modèle, nous avons les valeurs de champ électrique suivantes :

#1	47 632,6 V/m
#2	43 159,8 V/m
#3	39 925,0 V/m (centrale)
#4	32 561,4 V/m
#5	36 165,2 V/m

Et à partir de l'expérimentation, nous avons les valeurs de l'intensité lumineuse suivantes pour une tension appliquée de 5.5 kV :

#1	258.5 mV
#2	251.0 mV
#3	222.5 mV (centrale)
#4	184.7 mV
#5	195.7 mV

On peut faire le rapport entre chaque position sur la face du cristal et la position centrale (3) (on peut supposer sa faible perturbation dû aux effets de pointe) :

Tableau 3.1 : Valeur des rapports théoriques et expérimentaux

Modèle	Expérimental
(1/3) 1.19	(1/3) 1.16
(1/2) 1.08	(1/2) 1.13
(1/4) 0.82	(1/4) 0.83
(1/5) 0.91	(1/5) 0.88

Il est évident ici que la comparaison des rapports effectués entre la modélisation et l'expérimentation nous pousse à conclure que la distribution du champ électrique dans un cristal à section carrée est belle et bien perturbée et que notre modélisation se rapproche de la réalité vue la très forte corrélation entre les différents rapports. Dans les prochaines expérimentations, nous utiliserons un cristal à section octogonale puisque le modèle nous prédit de moindre perturbation due aux effets de pointes (voir *figure 2.6*). De plus, il est primordial pour la répétabilité des résultats que le faisceau lumineux soit toujours positionné au même endroit sur la face du cristal.

3.3.2 Positionnement du cristal par rapport aux électrodes

Durant toutes les expérimentations utilisant la première configuration, nous devons faire varier la distance entre les électrodes. Il serait intéressant de mesurer l'effet du décentrage du cristal par rapport aux électrodes. Cela est d'autant plus important, que dans les cas où la distance entre les électrodes est comparable aux dimensions du cristal, on peut supposer une influence non négligeable des effets de pointes. Ainsi, pendant la prochaine expérimentation, nous étudierons l'effet du décentrage du cristal pour différentes distances entre les électrodes. La *figure 3.11* est le résultat de ces expérimentations.

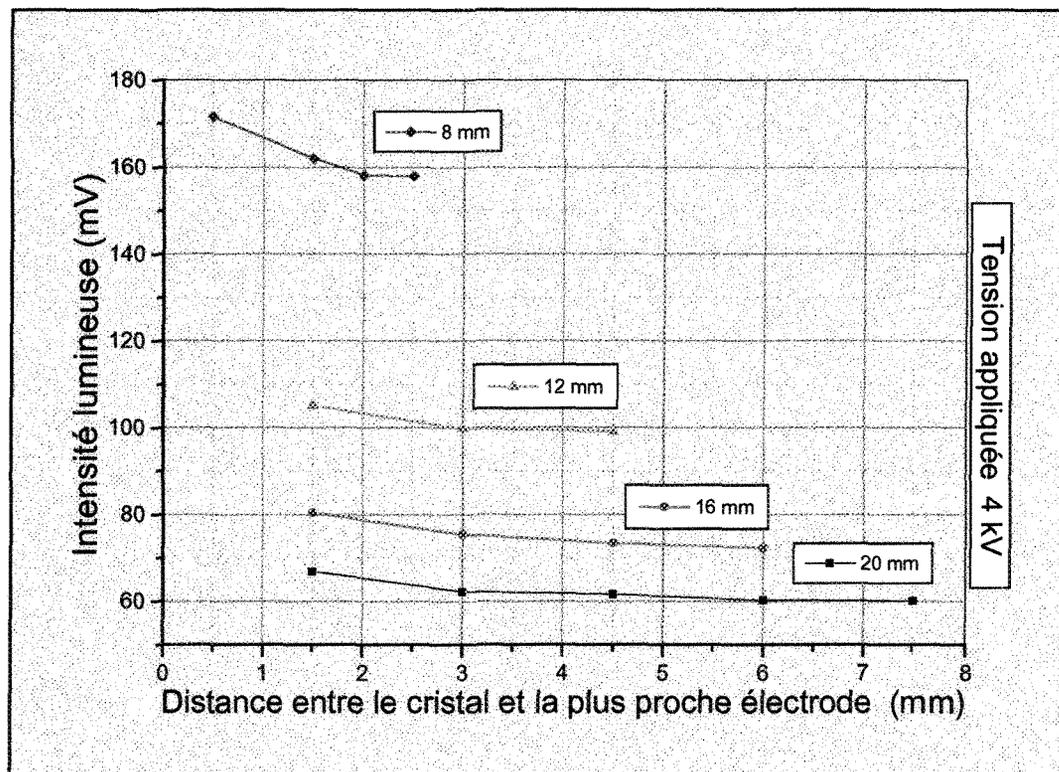


Figure 3.11 : Influence de la position du cristal entre les électrodes

À partir de ces expérimentations, nous pouvons conclure que lorsque nous avons une distance entre les électrodes beaucoup plus grande que les dimensions du cristal (ici, 12, 16 et 20mm), à moins d'être très près d'une des électrodes, l'effet du décentrage est négligeable. Par contre, lorsque les dimensions du cristal sont comparables à la distance entre les électrodes, le décentrage augmente l'importance des effets de pointe et l'intensité du signal change. Durant les prochaines expérimentations, nous nous assurerons que le cristal est bien centré sachant tout de même qu'une certaine marge de manœuvre est à notre disposition.

3.3.3 Rotation des électrodes par rapport au cristal dans le plan X, Y

Afin de décrire complètement le comportement du capteur, il est important de vérifier l'hypothèse voulant que l'application d'un champ électrique quelconque dans le plan X-Y sur le niobate de lithium induit une rotation de l'ellipsoïde et que la déformation de celle-ci soit la même, quelle que soit la direction du champ appliqué. Pour vérifier cette hypothèse, nous commencerons par appliquer un champ électrique constant dans la direction de l'axe Y. Ensuite, avec l'aide du système «moteur-analyseur», nous déterminerons les quatre angles de maximum de sensibilité de l'analyseur ainsi que leur amplitude respective. La *figure 3.12* est le résultat de cette expérimentation.

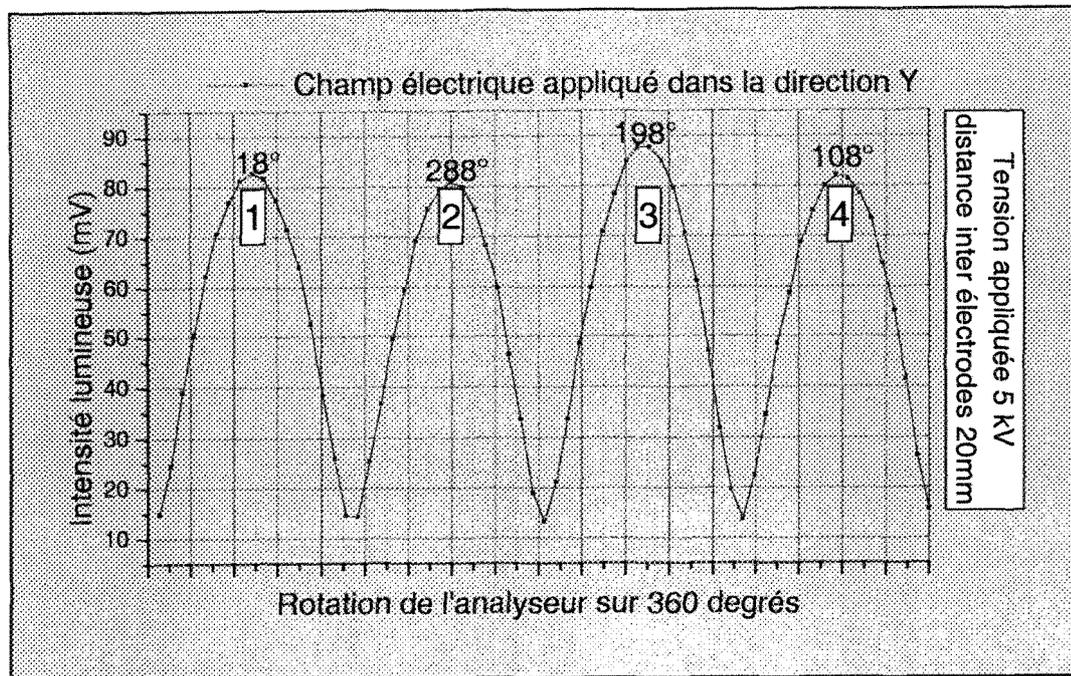


Figure 3.12 : Maximas de sensibilité pour un champ $E_Y = 1$

Les angles donnés par l'analyseur sont relatifs par rapport aux axes du cristal. Nous pouvons remarquer une variation d'amplitude des maxima de sensibilité. Cela pourrait être dû au fait que la surface de l'analyseur n'est pas strictement propre.

Ensuite, nous appliquons un champ électrique à $\pi/4$ de l'axe Y ($E_Y/E_X = 1$) en tournant les électrodes par rapport au cristal. Par la même technique que précédemment, nous déterminerons l'angle des maxima de sensibilité et leur amplitude respective. D'après la *figure 2.10*, nous pouvons nous attendre à une rotation de 22,5 degrés de l'ellipsoïde des indices.

Voici les résultats obtenus.

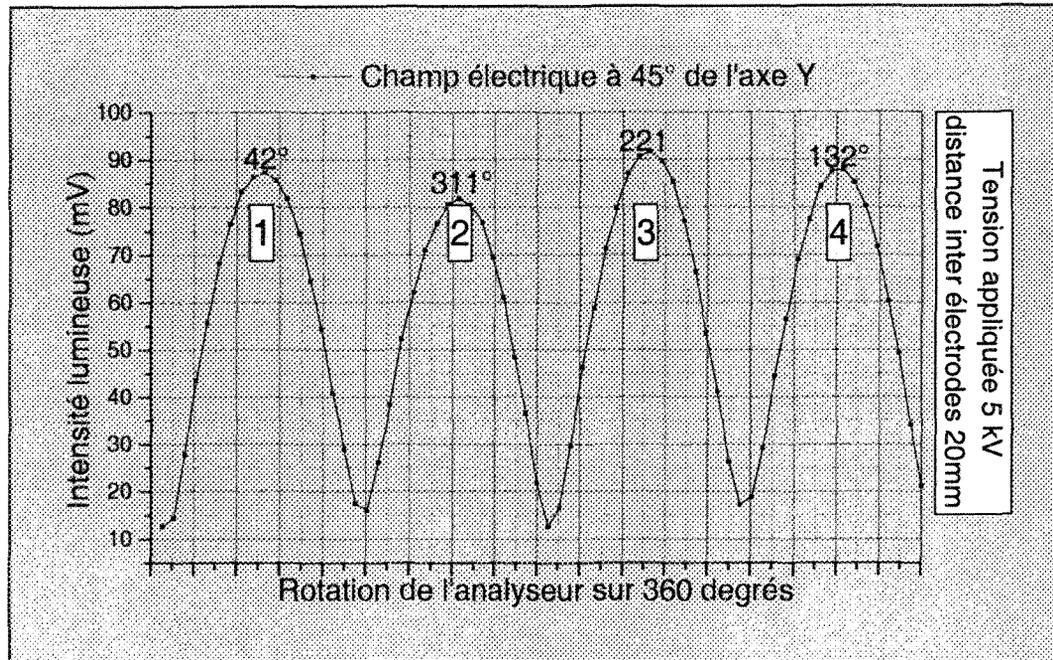


Figure 3.13 : Maximas de sensibilité pour un champ $E_Y/E_X = 1$

Le tableau 3.2 schématise les résultats de nos expérimentations.

Tableau 3.2 : Comparaison des maximas de sensibilité

	1 ^{er} Pic		2 ^{ième} Pic		3 ^{ième} Pic		4 ^{ième} Pic	
	E_y	$E_{\pi/4}$	E_y	$E_{\pi/4}$	E_y	$E_{\pi/4}$	E_y	$E_{\pi/4}$
Amplitude (mV)	82.8	87.3	81.0	81.8	87.8	91.6	82.0	87.8
Angle de l'analyseur	18°	42°	288°	311°	198°	221°	108°	132°
$\Delta\theta$	24°		23°		23°		24°	

$\Delta\Theta$ représente la rotation de l'analyseur lors de l'application du champ électrique dans une direction quelconque dans le plan X-Y. Ici, on l'estime à 22,5 degrés mais du fait de l'imprécision sur la mesure de la rotation des électrodes (environ ± 2 degrés), on se restreindra à vérifier l'hypothèse voulant que l'application d'un champ électrique quelconque dans le plan X-Y sur le niobate de lithium induise une rotation de l'ellipsoïde et que la déformation de celle-ci soit la même, quelle que soit la direction du champ appliqué. Ainsi, la valeur de $\Delta\Theta$ pour chaque pic satisfait nos attentes et nous concluons que l'application d'un champ dans le plan X-Y induit une rotation de l'ellipsoïde des indices. Malgré de légères variations en amplitude des pics qui sont probablement dues à une différence de distribution du champ dans le cristal (cristal de forme octogonale imparfaite), on en déduit que la déformation de l'ellipsoïde des indices est la même quelle que soit la direction du champ électrique appliqué dans le plan X-Y.

3.3.4 Conclusion

L'expérimentation sur les différentes positions du faisceau lumineux sur la face d'entrée du cristal de section carrée nous a permis de valider les résultats de la modélisation portant sur l'influence de la forme géométrique du cristal et sur sa propre distribution interne de champ électrique. Ainsi, le choix d'un cristal de LiNbO_3 de section octogonale comme élément sensible du capteur s'avère justifié.

Enfin, l'hypothèse voulant que l'application d'un champ électrique quelconque dans le plan X-Y induise une rotation de l'ellipsoïde des indices et que la déformation de

celle-ci soit la même quelle que soit la direction du champ appliqué, a été vérifiée. Nous en concluons que l'analyseur, lors de la construction du prototype du capteur optique de champ électrique ne devra pas être fixé définitivement. De cette façon, lors de l'utilisation du capteur, nous n'aurons qu'à nous assurer que la section du cristal (plan X-Y) et la direction du champ électrique soient dans le même plan. Par la suite, nous n'aurons qu'à repositionner l'analyseur sur un maximum de sensibilité. À noter que puisque le capteur aura à faire la mesure de champ électrique alternatif, il existe quatre positions de maximum de sensibilité.

Enfin, un des avantages à ne pas fixer l'analyseur est que nous pourrions vérifier à tout instant l'état de polarisation à la sortie du cristal sans champ électrique et par conséquent mesurer l'intensité incidente I_0 . Il est important de rappeler que la connaissance de I_0 nous permettra de remonter jusqu'à la valeur du champ dans le cristal et ainsi de le comparer avec le champ électrique dans l'air entourant le capteur.

3.4 Analyses des résultats

Nous avons effectué des expérimentations sur un cristal de niobate de lithium de section octogonale avec et sans la bague de protection. La bague de protection est un élément du capteur qui servira de support et en même temps de protection pour le cristal. La bague de protection est cylindrique, comme nous le montre la *figure 3.14*, et elle est de nature diélectrique. Nous avons choisi le téflon (PTFE) puisqu'il présente de bonnes caractéristiques électriques (voir **annexe 4.2**). Ces expérimentations nous ont permis de simuler le comportement du capteur dans une configuration de champ électrique avec les électrodes planes parallèles.

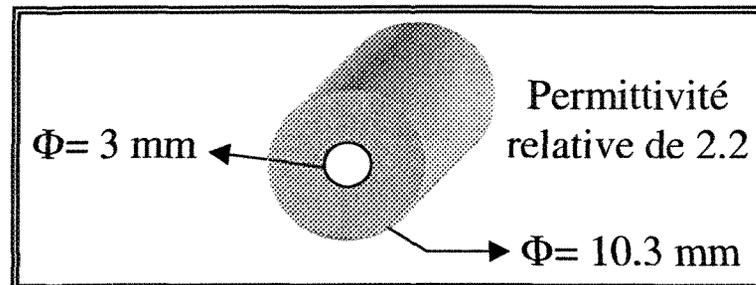


Figure 3.14 : Bague de protection du cristal

Durant les expérimentations, le champ électrique alternatif appliqué sur le cristal s'est fait suivant la direction de l'axe Y. De plus, sur tous les graphiques, la conversion du signal de sortie $I(E)$ en champ électrique dans le cristal a été effectuée et mise sur l'échelle de droite à l'aide l'équation **3.12** et de son facteur de compensation.

3.4.1 Expérimentation avec le cristal seul

La *figure 3.15* présente les mesures faites sans la bague de protection pour la configuration avec la distance variable entre les électrodes. Le graphique de la *figure 3.15* représente le signal de sortie $I(E)$ en fonction de la distance entre les électrodes.

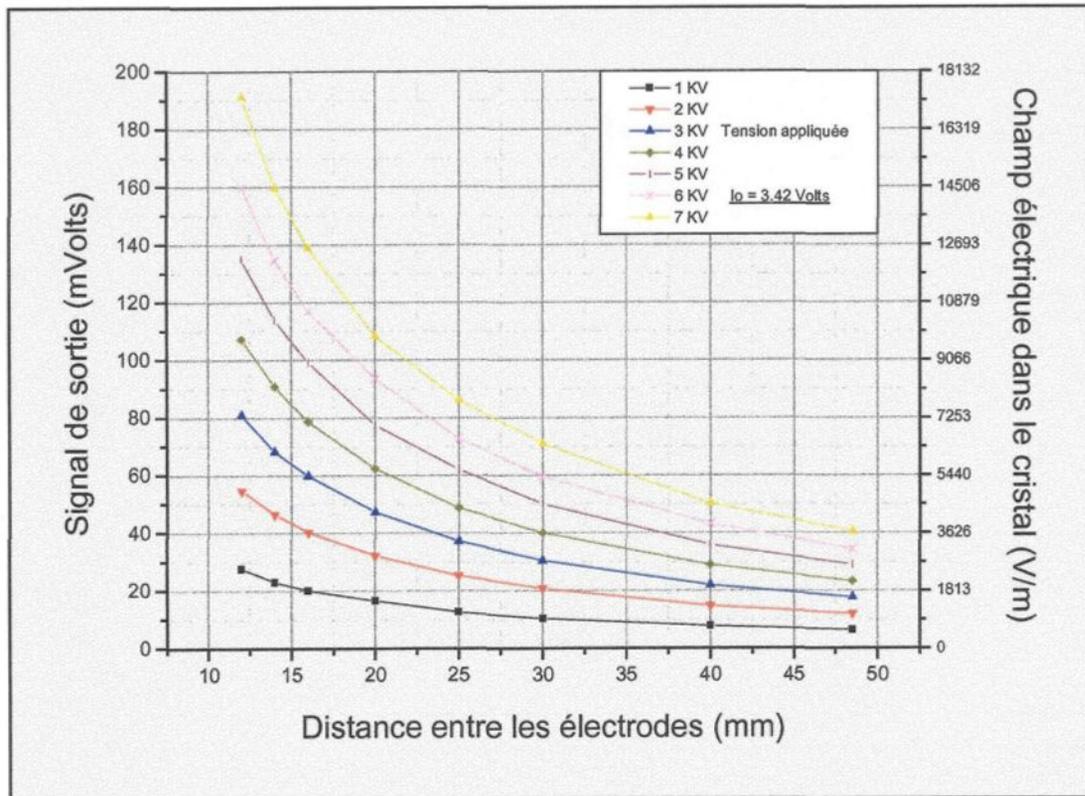


Figure 3.15 : Signal de sortie en fonction de la distance entre les électrodes sans la bague de protection

L'allure de chacune de ces courbes est en accord avec l'équation 2.4 de la distribution du champ électrique dans le cristal quelle que soit la grandeur de la tension appliquée.

La figure 3.16 présente les mesures faites sans la bague de protection pour la configuration avec la tension appliquée variable. Le graphique de la figure représente le signal de sortie I(E) en fonction de la tension appliquée.

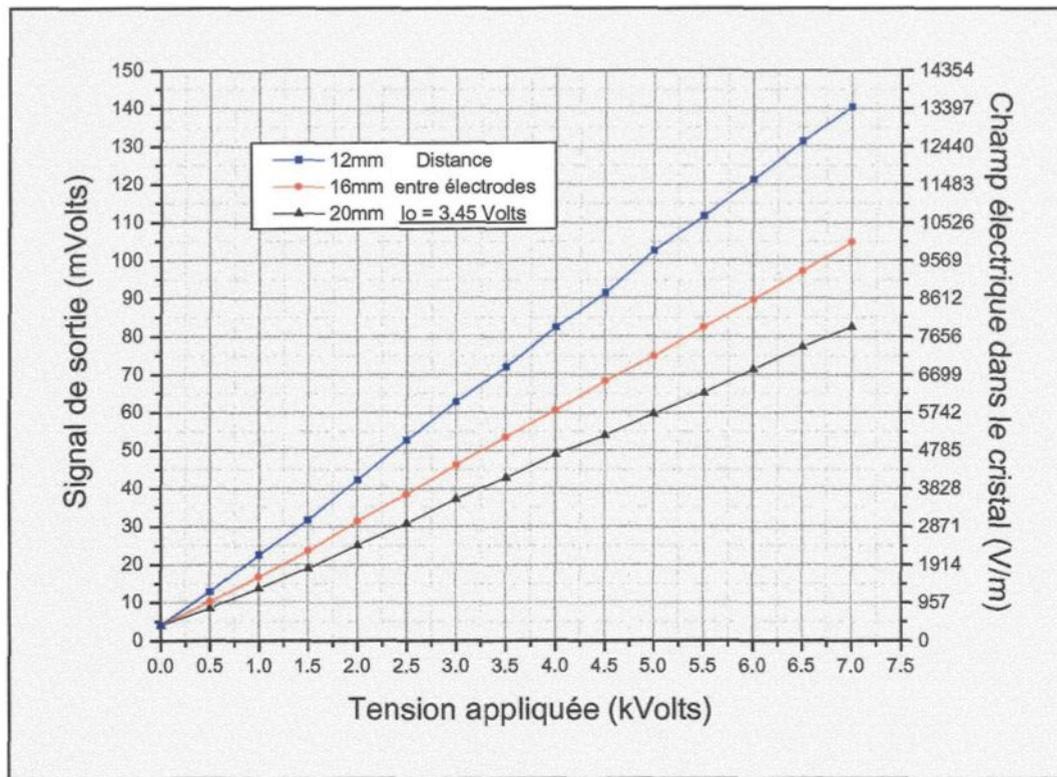


Figure 3.16 : Signal de sortie en fonction de la tension appliquée sans la bague de protection

De ces résultats, nous tirons la conclusion que la réponse du système est linéaire. En effet, pour une distance entre les électrodes de 12 mm et une tension appliquée de 7 kV (champ électrique dans l'air de 5,83 kV/cm), nous obtenons un champ électrique d'environ 0,13 kV/cm dans le cristal. Ce qui est largement inférieur à la limite de la zone de linéarité du système estimée à 0,65 kV/cm. De ce raisonnement, nous estimons la limite supérieure du champ électrique dans l'air à 29 kV/cm ($\frac{0,65}{0,13} * 5,83 \text{ kV/cm}$).

3.4.2 Expérimentation avec le cristal dans sa bague de protection

La figure 3.17 présente les mesures faites avec la bague de protection pour la configuration avec la distance entre les électrodes variables. Le graphique de la figure représente le signal de sortie I(E) en fonction de la distance entre les électrodes.

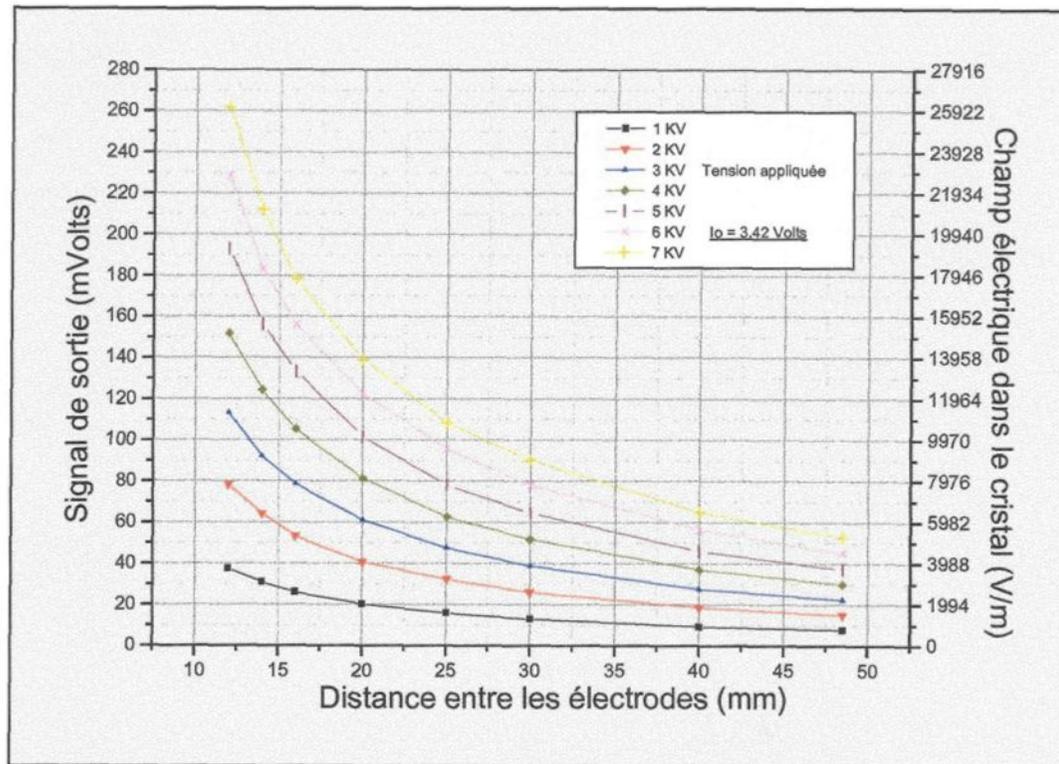


Figure 3.17 : Signal de sortie en fonction de la distance entre les électrodes avec la bague de protection

L'allure de chacune de ces courbes est en accord avec l'équation 2.4 de la distribution du champ électrique dans le cristal quelque soit la grandeur de la tension appliquée.

La figure 3.18 présente les mesures faites avec la bague de protection pour la configuration avec la tension appliquée variable. Le graphique de la figure représente le signal de sortie I(E) en fonction de la tension appliquée.

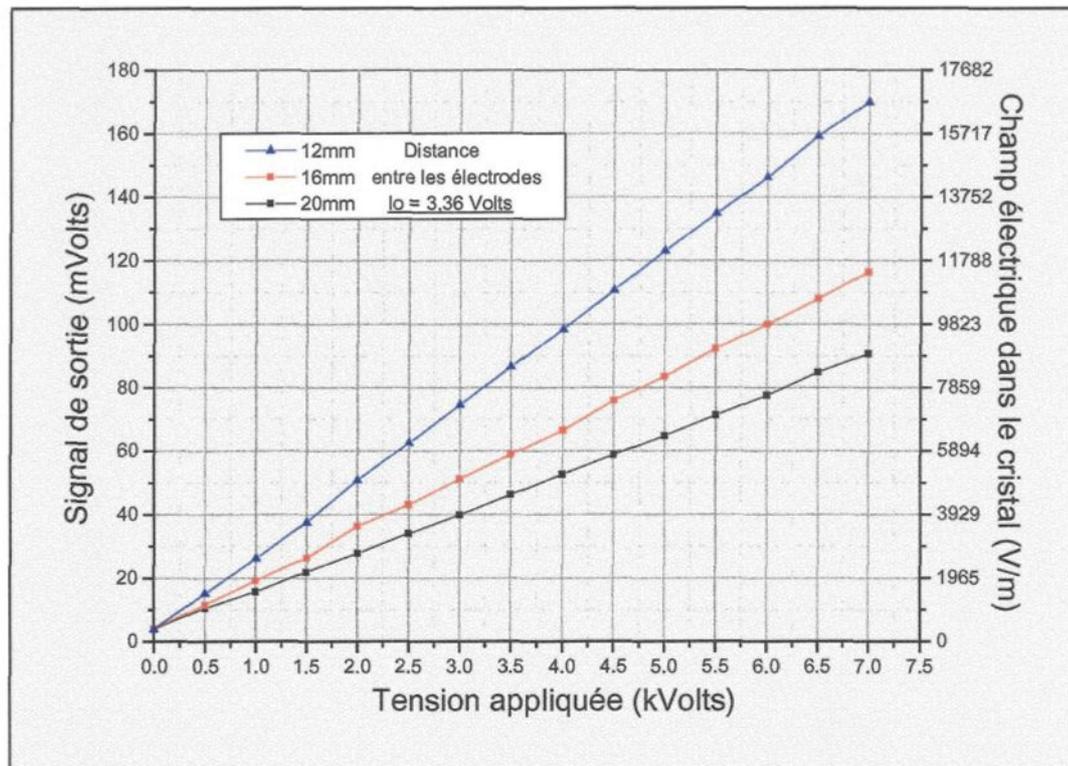


Figure 3.18 : Signal de sortie en fonction de la tension appliquée avec la bague de protection

De ces résultats, nous tirons la conclusion que la réponse du système est linéaire. En effet, pour une distance entre les électrodes de 12 mm et une tension appliquée de 7 kV (champ électrique dans l'air de 5,83 kV/cm), nous obtenons un champ d'environ 0,16 kV/cm dans le cristal. Ainsi, en comparant avec les résultats obtenus sans la bague de protection, nous remarquons que celle-ci intensifie le champ dans le cristal et par conséquent la limite supérieure du champ dans l'air qui devient 24 kV/cm.

3.4.3 Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation

Les résultats expérimentaux ont démontré que la présence de la bague de protection autour du cristal E/O intensifie la valeur du champ électrique à l'intérieur de celui-ci.

La *figure 3.19* compare, sur le même graphique, les résultats expérimentaux obtenus avec les résultats de la modélisation.

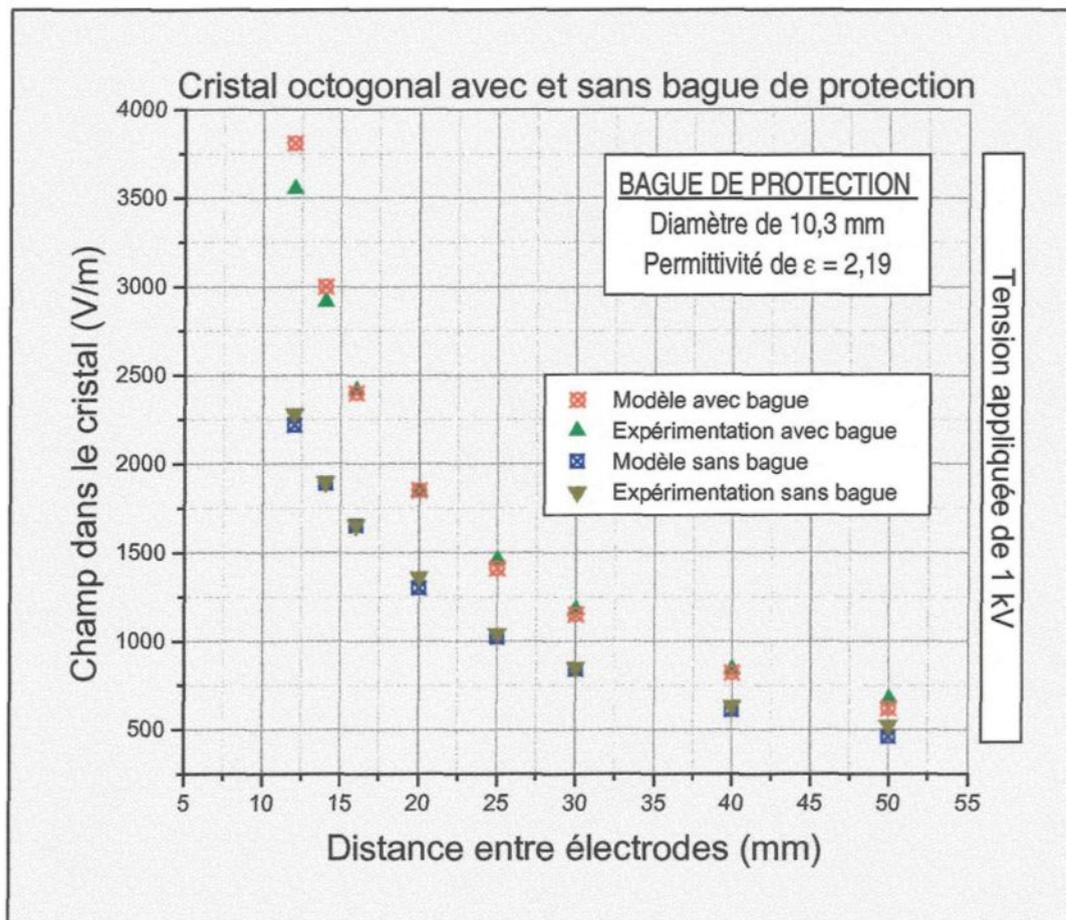


Figure 3.19 : Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation

La corrélation entre les résultats du modèle et ceux obtenus expérimentalement est excellente. Ainsi, la validité du modèle n'est plus à vérifier. Donc, nous pouvons conclure que la présence de la bague de protection influence la distribution du champ électrique dans le cristal en l'intensifiant.

4. Influence des paramètres physiques de la bague de protection

L'étude des paramètres physiques de la bague de protection est importante pour l'optimisation du capteur optique de champ électrique. Avec l'aide de la modélisation, nous avons étudié l'influence de :

- la permittivité de la bague
- le diamètre de la bague

sur la distribution du champ dans le cristal. Il s'agit d'une modélisation produite en utilisant encore une fois la configuration avec les électrodes planes parallèles.

La simulation 2-D du dispositif inclue :

- cristal de section octogonale (plan X-Y) de 3 x 3 mm ;
- bague de protection ;
- air ;
- électrodes rectangulaires.

La *figure 3.20* schématise l'ensemble du dispositif.

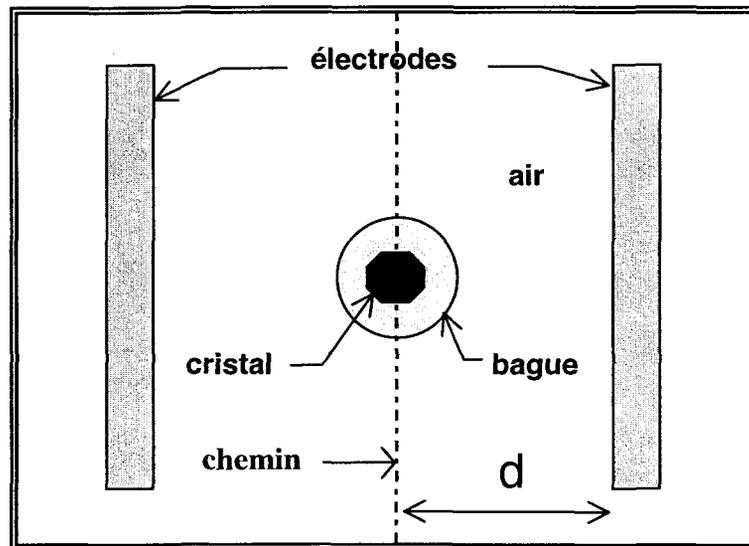


Figure 3.20 : Dispositif pour la modélisation 2-D

4.1 Influence du diamètre de la bague de protection du cristal

La *figure 3.21* représente le rapport du champ dans le cristal sur le champ dans l'air en fonction de la distance entre les électrodes pour différents diamètres de la bague. Le rapport nous permet de mieux distinguer les écarts existants entre chacun des diamètres.

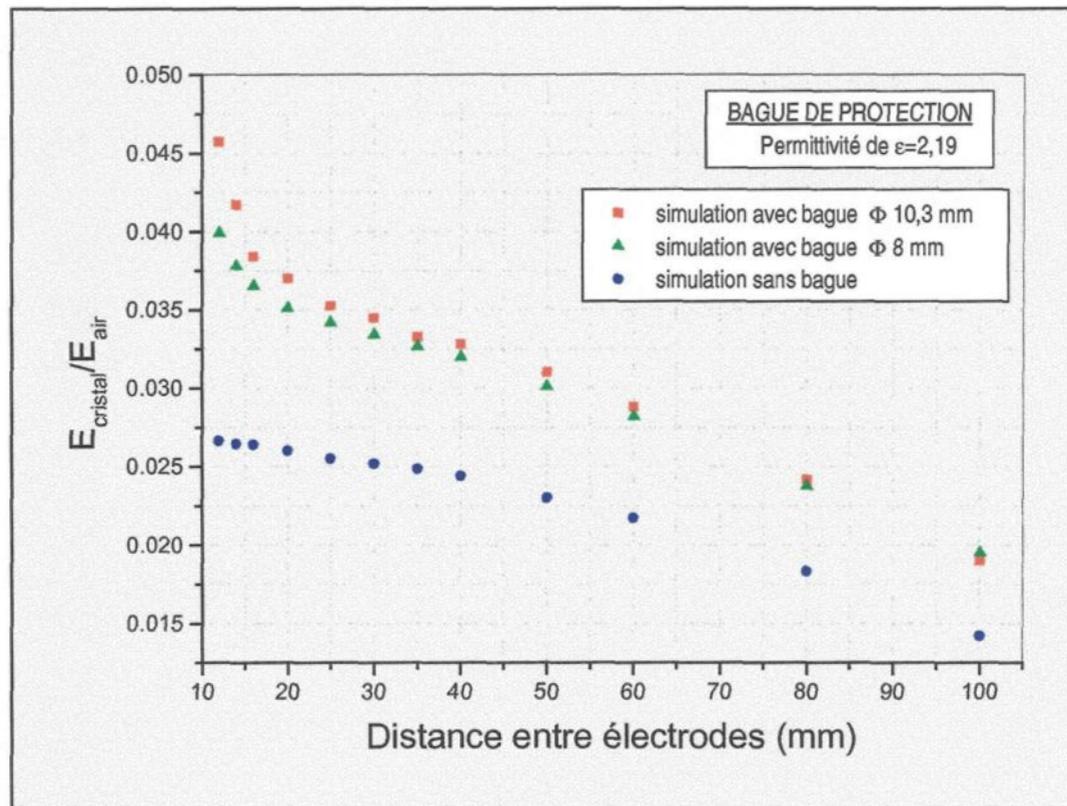


Figure 3.21 : Rapport du champ électrique dans le cristal sur le champ dans l'air en fonction de la distance entre les électrodes pour différents diamètres de la bague

Il est évident que la présence de la bague, quelque soit son diamètre, intensifie le champ électrique dans le cristal. Par contre, l'influence du diamètre peut se faire sentir à des distances courtes entre les électrodes, c'est-à-dire pour des distances allant jusqu'à

30 mm. Pour des distances plus grandes, la distribution du champ dans le cristal pour des diamètres différents tend à s'uniformiser.

4.2 Influence de la permittivité diélectrique de la bague de protection

La figure 3.22 représente le rapport du champ dans le cristal sur le champ dans l'air en fonction de la distance entre les électrodes pour différentes valeurs de permittivité de la bague.

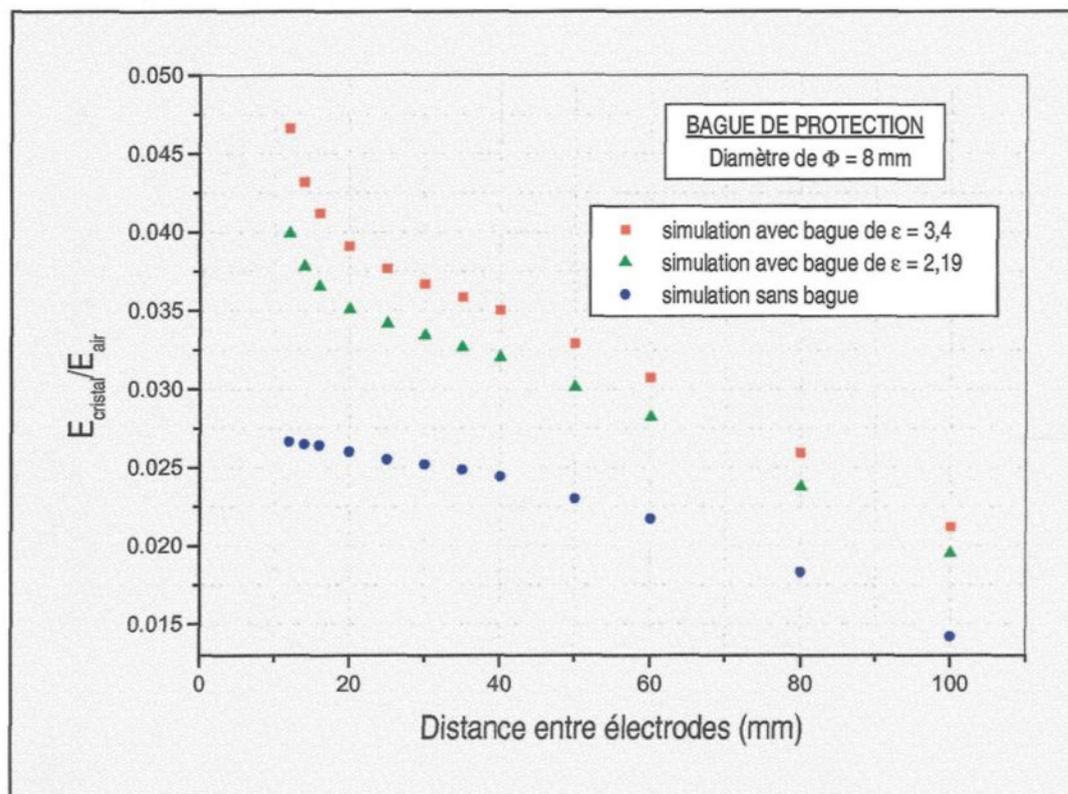


Figure 3.22 : Rapport du champ électrique dans le cristal sur le champ dans l'air en fonction de la distance entre les électrodes pour différentes valeurs de permittivité de la bague

D'après la *figure 3.22*, l'intensité du champ dans le cristal sera fortement influencé par la valeur de la permittivité de la bague de protection. Ainsi, en augmentant la valeur de la permittivité de la bague, nous augmentons la valeur du champ dans le cristal.

4.3 Conclusion

L'accord entre les résultats de la modélisation et de l'expérimentation tend à prouver que la présence de la bague de protection augmente la valeur du champ électrique dans le cristal.

Pour des distances entre les électrodes au-delà de 30 mm, l'influence du diamètre de la bague de protection sur la valeur du champ dans le cristal s'estompe. Donc, il sera préférable d'utiliser une bague de protection ayant le plus faible diamètre possible lors du développement du capteur puisque nous minimiserons de cette façon la perturbation du champ électrique.

Quant à l'influence de la permittivité de la bague sur le champ dans le cristal, plus sa valeur est élevée, plus le champ augmente. Par conséquent, il est préférable pour augmenter la sensibilité du capteur, d'utiliser une bague de protection ayant une permittivité de 3,4. Par contre, le premier prototype de capteur optique de champ électrique que nous développerons utilisera une bague de protection en téflon de permittivité de 2,2 puisque la construction du capteur s'est effectuée malheureusement avant cette étude.

CHAPITRE 4

Capteur optique de champ électrique

1. Généralités sur les capteurs à fibres optiques

1.1 Introduction

Le développement de nouvelles technologies comme la micro-électronique et l'optique intégrée a conduit au développement des capteurs optiques. Cet intérêt pour ce type de capteur découle des propriétés qu'ils offrent (faible taille et légèreté, isolation galvanique, passivité chimique...) et de leur environnement d'utilisation qui peut être extrême (atmosphère humide, chimiquement corrosive et réactive, interférences électromagnétiques importantes).

Actuellement, les capteurs optiques regroupent trois technologies : la micro-optique discrète, la conception optique tout-fibre et enfin l'optique intégrée (réalisation de tous les composants nécessaires sur le même support). Mais en pratique, ces trois technologies sont plutôt complémentaires et le développement des capteurs se fait souvent dans une technologie hybride [34]. Pour la suite de l'étude, nous ne traiterons que des capteurs à fibre optiques car leur technologie et leur réalisation sont les plus proches de celles que nous utiliserons pour la réalisation d'un prototype de capteur optique de champ électrique.

1.2 Classification des capteurs à fibres optiques

Les capteurs à fibres optiques (CFO) peuvent être classés suivant le mode de propagation de la grandeur physique à détecter. Ceci permet de regrouper les CFO en cinq catégories [34] :

Catégorie-1 : la fibre optique ne sert qu'à guider l'onde lumineuse entre le point de mesure du paramètre recherché et le traitement, permettant ainsi une isolation galvanique et une immunité aux bruits électromagnétiques ;

Catégorie-2 : les capteurs qui permettent une interaction en extrémité de fibre. L'information désirée peut être acquise par l'intermédiaire des variations du couplage de la lumière émise par une fibre dans une autre (Interféromètre de Mach-Zender pour la mesure de micro-déplacements) ;

Catégorie-3 : les capteurs utilisant les interactions entre la grandeur physique à détecter et la structure guidante de la fibre. Les dimensions géométriques du guide peuvent varier sous l'effet d'une pression ou d'une traction entraînant ainsi des courbures ou micro-courbures qui ont pour effet de modifier les conditions de réflexion interne et de conduire à des pertes par ondes évanescentes (Jauge de contrainte à micro-courbures) ;

Catégorie-4 : la grandeur physique agit sur les matériaux constituant la fibre en entraînant une variation des indices de réfraction de celle-ci (Ampèremètre à fibre

optique basé sur l'association de l'effet faraday ou effet magnéto-optique et d'un interféromètre de Sagnac) ;

Catégorie-5 : l'interaction directe entre la grandeur physique et la lumière se propageant dans la fibre. De tels phénomènes s'expliquent grâce à la relativité générale et les effets qui en découlent sont très faibles. Le plus connu des capteurs utilisant ce type d'interaction est le gyromètre à fibre optique, basé sur le principe d'un interféromètre de Sagnac.

Le tableau proposé en **annexe 5** donne la classification de tous les capteurs à fibres optiques. Les cinq catégories de capteurs présentées précédemment peuvent être regroupées en deux familles permettant ainsi une classification un peu plus large des CFO [35].

1^{ère} famille : les différents capteurs appartenant aux deux premières catégories sont aussi appelés capteurs extrinsèques. Cela concerne tous les capteurs dont les fibres optiques sont passives. Les fibres optiques ne servent qu'à amener la lumière et/ou à transmettre le signal fourni par un dispositif de mesure basé sur un autre phénomène.

2^{ième} famille : les trois dernières catégories regroupent les capteurs intrinsèques, c'est-à-dire les capteurs dont les fibres sont actives. La grandeur à mesurer agit directement ou indirectement sur la fibre optique.

1.3 Principaux avantages des capteurs à fibres optiques

Le champ d'application des capteurs à fibres optiques couvre presque l'ensemble de la mesure des grandeurs physiques. Nous pouvons distinguer cinq avantages potentiels pouvant être combinés dans un CFO [34] :

- *Performances*

Leur sensibilité est très grande. Elle est seulement limitée par le bruit photonique (bruit quantique inhérent au caractère corpusculaire du rayonnement détecté) dans le détecteur. Leur dynamique est grande (80dB), le temps de réponse du transducteur est très court. En pratique la bande passante du capteur n'est limitée que par le système électronique de détection.

- *Dimensions*

La petitesse du diamètre des fibres optiques conduit à trois avantages pour le capteur : une faible masse, un faible encombrement et une grande souplesse d'utilisation permettant aussi bien la mesure locale sur quelques dixièmes de millimètres que la mesure intégrée ou répartie sur l'échelle du kilomètre.

- *Fonctionnement*

Comme c'est le cas pour de nombreux capteurs optiques, la mesure peut être effectuée sans contact. De plus, le caractère isolant des fibres optiques et l'extrême petitesse du champ électromagnétique de l'onde lumineuse les parcourant, confèrent aux capteurs un caractère non perturbateur pour le milieu à ausculter. La puissance

lumineuse présente dans la fibre étant très faible (de l'ordre du mW), la dissipation thermique est négligeable et la sécurité pour l'environnement, en cas de rupture de la fibre, quasi parfaite. Enfin, ils permettent d'effectuer des mesures déportées et par conséquent d'isoler le système électronique d'acquisition des différentes perturbations.

- *Environnement*

La constitution des fibres optiques leur confère la possibilité d'être utilisées dans des milieux hostiles ou toute autre technologie fonctionne difficilement voir pas du tout : hautes températures (avec des revêtements très spéciaux), très fortes pressions, fortes perturbations électromagnétiques et rayonnement nucléaire (sous certaines conditions).

- *Fiabilité et durée de vie*

L'absence de pièces mécaniques en mouvement élimine les phénomènes d'usure. La durée de vie « estimée » à 100 000 heures pour les composants optoélectroniques (émetteur-récepteur) offre à ce type de capteurs une excellente potentialité de survie.

Remarque

Les CFO ne présentent pas que des avantages. Leur principal défaut est une grande sensibilité aux vibrations qui peut être un inconvénient majeur suivant l'environnement d'utilisation.

2. Fabrication du capteur optique de champ électrique

2.1 Caractéristiques

La réalisation de notre capteur optique de champ électrique est basée sur l'effet Pockels dans le niobate de lithium. Le principe de fonctionnement du capteur est la méthode dite statique à polarisation circulaire car elle permet une relation linéaire entre le champ électrique dans le cristal et la réponse optique du système.

L'intérêt des capteurs optiques de champ électrique se trouve, comme pour les capteurs optiques en général, dans le fait qu'ils présentent une très bonne isolation galvanique, un isolement de l'appareillage par la fibre, donc une mesure déportée et sans contact. Cette dernière propriété offre l'avantage d'effectuer des mesures plus précises, moins perturbées par le capteur à l'opposé des mesures actuelles qui se font par électromètre (deux électrodes planes sont placées dans le champ électrique et on relève la tension entre les électrodes pour en déduire la valeur du champ électrique).

Pour la réalisation de notre capteur, nous avons repris les principes des CFO appartenant à la *catégorie-1* de notre classification, c'est-à-dire :

- Une lumière monochromatique, issue d'un laser He-Ne 30mW, est transportée jusqu'au capteur par l'intermédiaire d'une fibre optique monomode ;
- La lumière après avoir interagi avec le cristal, est collectée par une seconde fibre optique pour être transportée jusqu'au photodétecteur.

Les éléments extérieurs au capteur comprennent :

➤ Fibre optique d'entrée :

- Fibre monomode 633nm
- Diamètre du câble de protection → 3mm
- Diamètre du cœur → 4 μ m
- Diamètre de la gaine → 125 μ m
- Ouverture numérique → 0,11
- Température d'utilisation → -20°C à 70°C
- Atténuation → 10dB/km

➤ Fibre optique de sortie :

- Fibre plastique
- Diamètre extérieur → 2mm
- Diamètre du cœur → 1mm
- Ouverture numérique → 0,47
- Température d'utilisation → -20°C à 70°C
- Atténuation → 200dB/km

La figure 4.1 donne une vue d'ensemble du capteur optique de champ électrique.

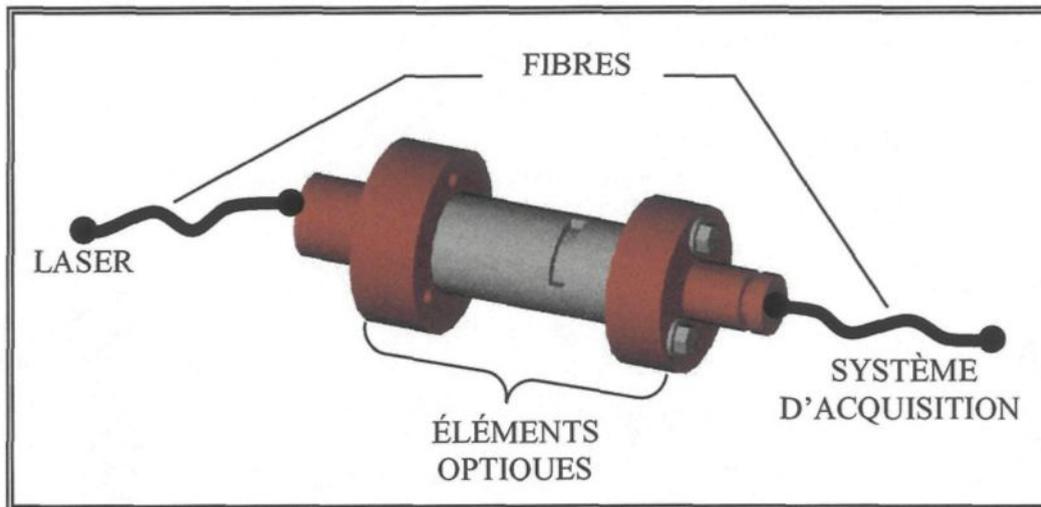


Figure 4.1 : Vue d'ensemble du capteur optique de champ électrique

Le capteur comprend les éléments optiques suivants :

- Lentille convexe de distance focale de 3,35 mm
- Film polariseur (polaroïd)
- Film lame quart d'onde (560 nm)
- Cristal de LiNbO_3
- Film analyseur (polaroïd)
- Lentille à gradient d'indice de 0,25 « pitch »

2.2 Constitution interne du capteur

2.2.1 Trajet lumineux

La lumière provenant du laser He-Ne est acheminée jusqu'au capteur par une fibre optique monomode. Par la suite, le connecteur de la fibre est placé au plan focal d'une lentille convergente puisque les rayons lumineux traversant le capteur doivent être parallèles. Du fait qu'il faut minimiser le diamètre du faisceau lumineux traversant le cristal E/O, le choix de la fibre d'entrée est important. La fibre optique monomode que nous utilisons a l'avantage d'avoir une faible ouverture numérique et un diamètre de cœur très petit (4 μ m). Ceci nous permet d'obtenir plus facilement un faisceau de faible diamètre en utilisant l'optique de collimation adéquate (voir **annexe 6**).

L'équation 4.1 nous renseigne sur le diamètre du faisceau (DF) à la sortie d'une lentille de longueur focale f et provenant d'une fibre optique d'ouverture numérique NA.

$$DF(mm) = 2 \cdot f(mm) \cdot NA \quad (4.1)$$

$$AD(mrad) = \frac{a(\mu m)}{f(mm)} \quad (4.2)$$

La lentille convergente utilisée avec notre fibre optique monomode nous permet d'obtenir un diamètre de faisceau égale à 0,74 mm ce qui est satisfaisant. L'angle de divergence du faisceau (AD) définit par l'équation 4.2, où a est le diamètre du mode de champ est égale à 1,343 mrad.

Après avoir traversé le polariseur circulaire composé d'un polariseur et d'une lame quart d'onde, le faisceau lumineux franchit le cristal E/O et un analyseur avant d'être focalisé dans une fibre plastique à grand diamètre de cœur par une lentille à gradient d'indice. Cette fibre, malgré la forte atténuation lumineuse qu'elle produit à cette longueur d'onde nous permet un excellent couplage.

2.2.2 Pièces de support et éléments optiques

Tous les éléments optiques du capteur sont fixés sur les pièces de support. De plus, certaines pièces de support forment un système précis pour ajuster la propagation du faisceau lumineux exactement sur l'axe optique du cristal. Ces pièces de positionnement sont fabriquées en PVC (rouge). Les autres pièces sont fabriquées en téflon, matériau présentant de bonnes caractéristiques électriques. La permittivité de ces deux matériaux est :

- *Téflon* : permittivité de 2,2
- *PVC* : permittivité de 3,4

La raison pour laquelle nous utilisons le PVC pour les pièces de positionnement est qu'il est primordial qu'elles soient faites dans un matériau ayant une certaine dureté pour atteindre une meilleure stabilité. Le PVC nous offre cette possibilité sans pour autant avoir une permittivité très différente du téflon. Dans ce qui suit, nous ferons une brève description de chacune des pièces faisant partie du capteur. En **annexe 7**, toutes les pièces du capteur avec leurs dimensions sont représentées.

PIÈCE #1 ⇒ CONNECTEUR

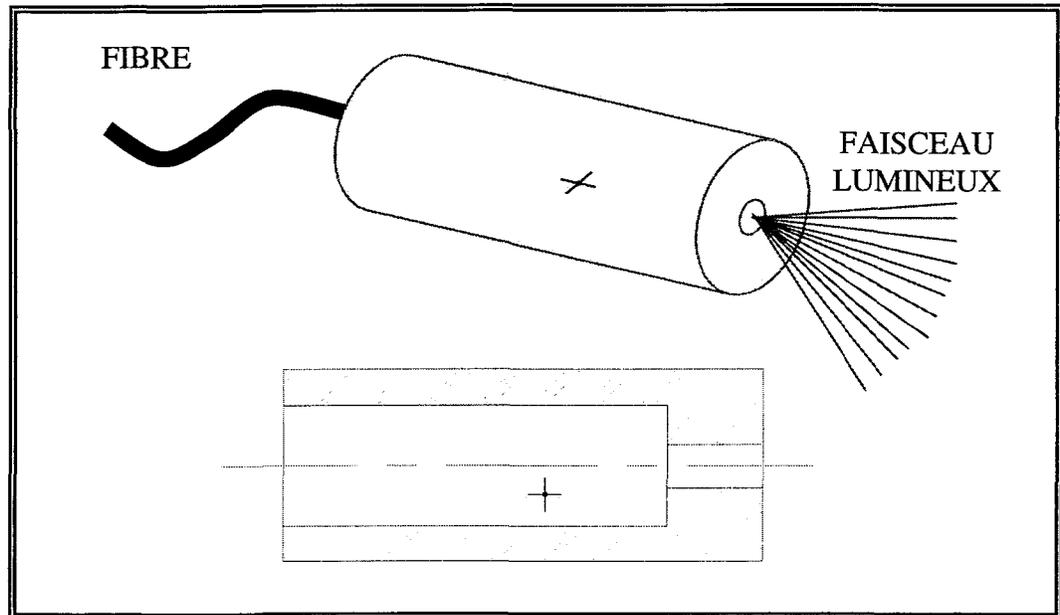


Figure 4.2 : Connecteur pour fibre monomode

La première pièce est le connecteur pour la fibre monomode à l'entrée du capteur. En raison de l'inexistence sur le marché de connecteur pour fibre optique monomode construit en matériau diélectrique, nous avons construit notre propre connecteur dans le téflon.

PIÈCE #2 ⇒ COLLIMATEUR

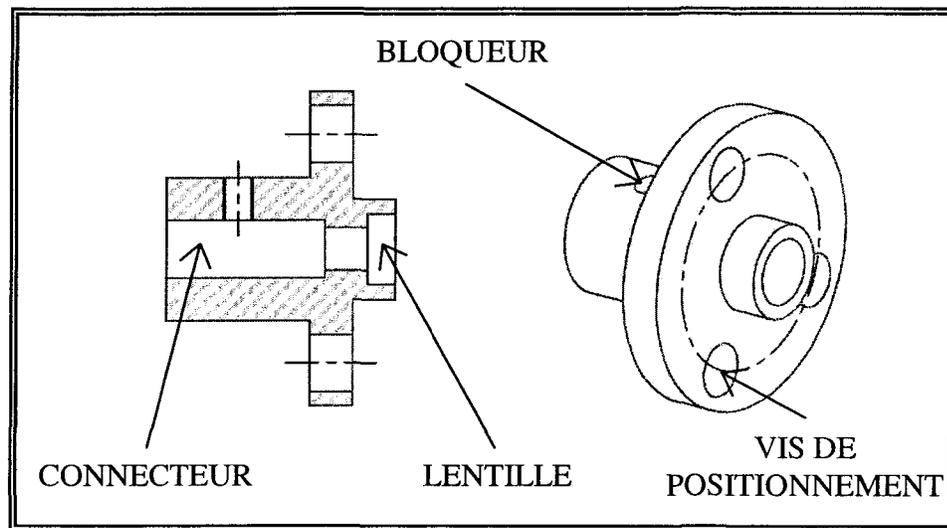


Figure 4.3 : Collimateur

Cette pièce sert de support pour le connecteur de la fibre optique d'entrée. De plus, elle supporte la lentille convexe, de distance focale de 3,35mm, qui servira à la collimation du faisceau lumineux provenant de la fibre optique. La pièce a donc été conçue de manière à positionner, avec une faible tolérance, la fibre en respectant la distance focale de la lentille. Une vis nylon sert de bloqueur pour s'assurer du positionnement du connecteur. Cette pièce est réalisée en PVC.

PIÈCE #3 ⇒ POSITIONNEUR – POLARISEUR

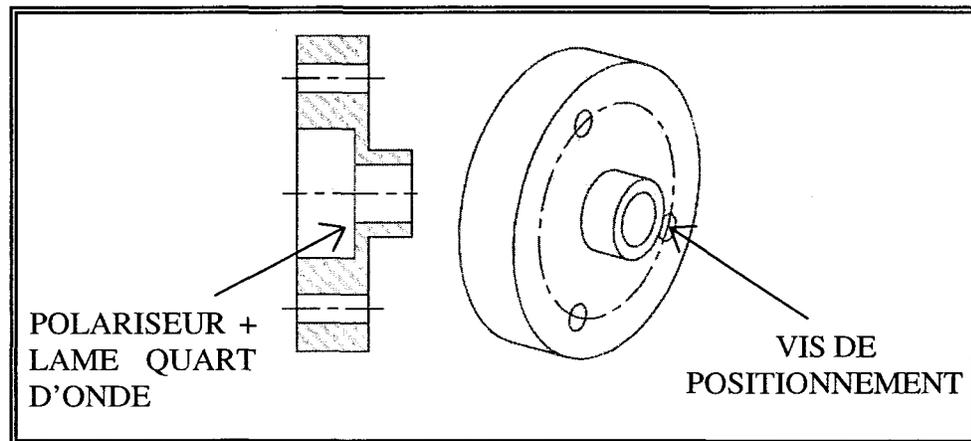


Figure 4.4 : Positionneur - Polariseur

Cette pièce a comme rôle de supporter le film polariseur ainsi que la lame quart d'onde. Mais encore plus important, le collimateur viendra s'y fixer en se positionnant correctement à l'aide de trois vis nylon disposées en triangle de façon à ce que le faisceau lumineux collimé se propage parallèlement à l'axe optique du cristal. Cette pièce est réalisée en PVC.

PIÈCE #4 ⇒ BAGUE DE PROTECTION DU CRISTAL

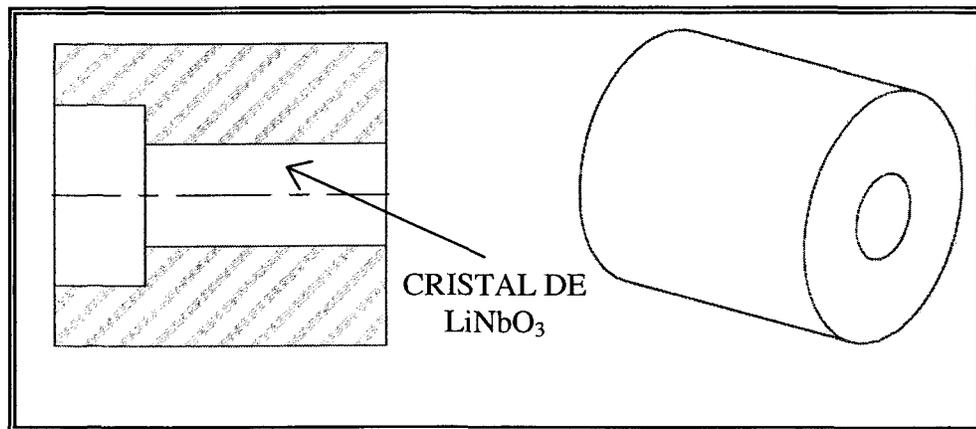


Figure 4.5 : Bague de protection

Cette pièce sert de support et de protection au cristal de LiNbO₃. Elle vient se fixer au Positionneur – Polariseur et elle s’insère dans le tube de téflon (voir *figure 4.7*). Elle est réalisée en téflon.

PIÈCE #5 ⇒ SUPPORT DE L'ANALYSEUR

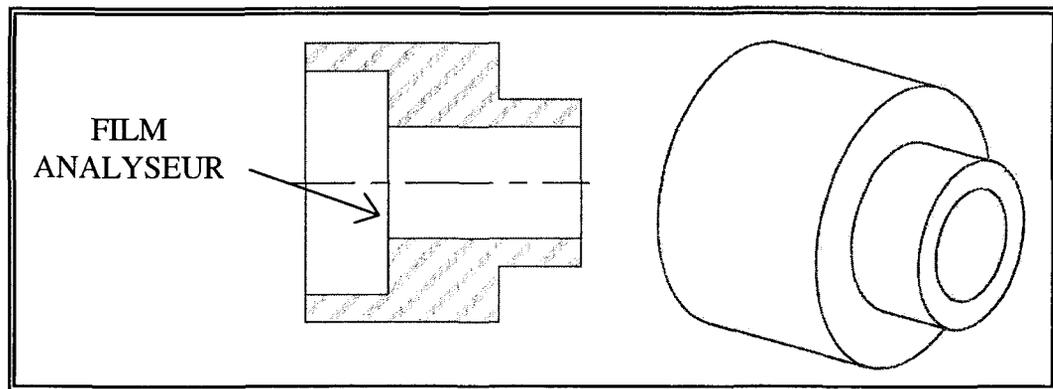


Figure 4.6 : Support de l'analyseur

Cette pièce sert de support au film analyseur. Elle s'insère dans le tube de téflon (voir *figure 4.7*). Elle est réalisée en téflon.

PIÈCE #6 ⇒ TUBE DE TÉFLON

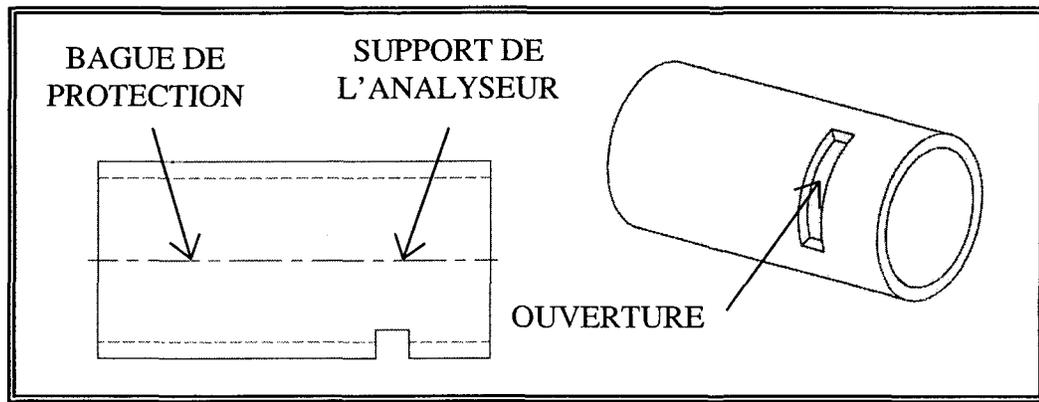


Figure 4.7 : Tube de téflon

Cette pièce sert de support pour la bague de protection du cristal et également pour le support de l'analyseur. Une ouverture à été faite dans le but de pouvoir tourner le support de l'analyseur pour ainsi positionner l'analyseur sur un maximum de sensibilité. Elle est réalisée en téflon.

PIÈCE #7 ⇒ POSITIONNEUR

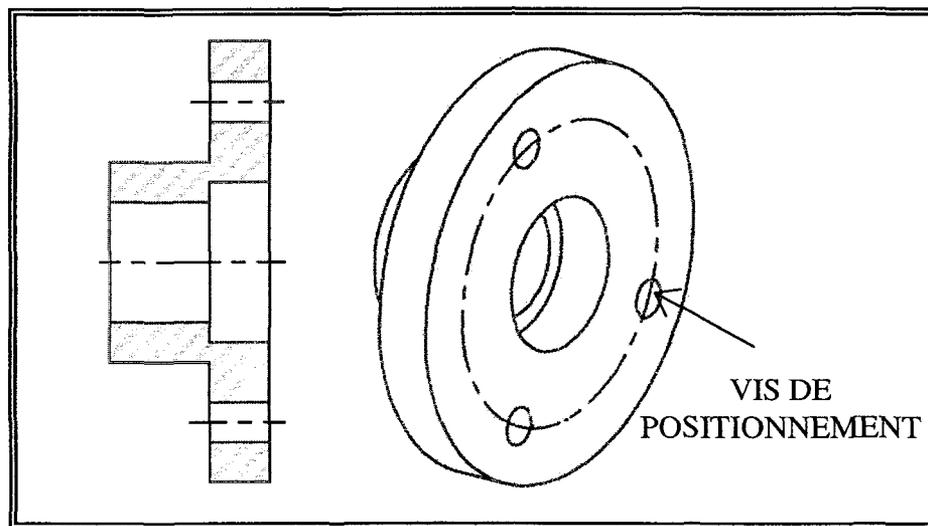


Figure 4.8 : Positionneur

Cette pièce ne supporte aucun élément optique. Une de ses extrémités se fixe au support de l'analyseur, de façon à ce que celui-ci puisse tourner librement, en s'insérant dans le tube de téflon. Le coupleur (voir *figure 4.9*) vient s'y fixer en se positionnant correctement à l'aide des trois vis nylon disposées en triangle de façon à ce que le faisceau lumineux collimé converge dans la fibre optique de sortie. Elle est réalisée en PVC.

PIÈCE #8 ⇒ COUPLEUR

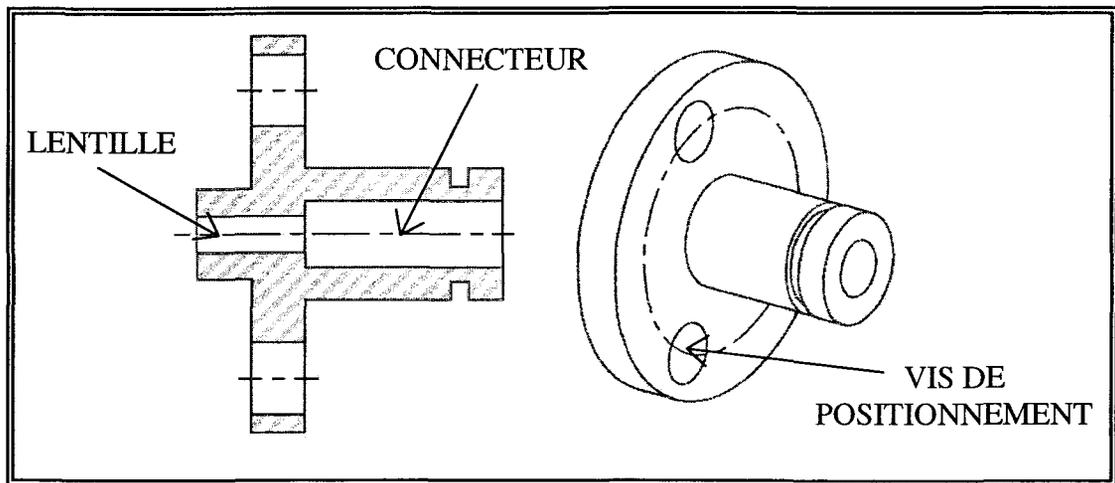


Figure 4.9 : Coupleur

Cette pièce sert de support pour le connecteur de la fibre optique de sortie. De plus, elle supporte la lentille à gradient d'indice qui servira à la convergence du faisceau lumineux dans la fibre optique de sortie. La pièce a donc été conçue de manière à positionner, avec une faible tolérance, la fibre en respectant la distance focale de la lentille. Cette pièce est réalisée en PVC.

La *figure 4.10* présente une vue éclatée de toutes les pièces de support du capteur.

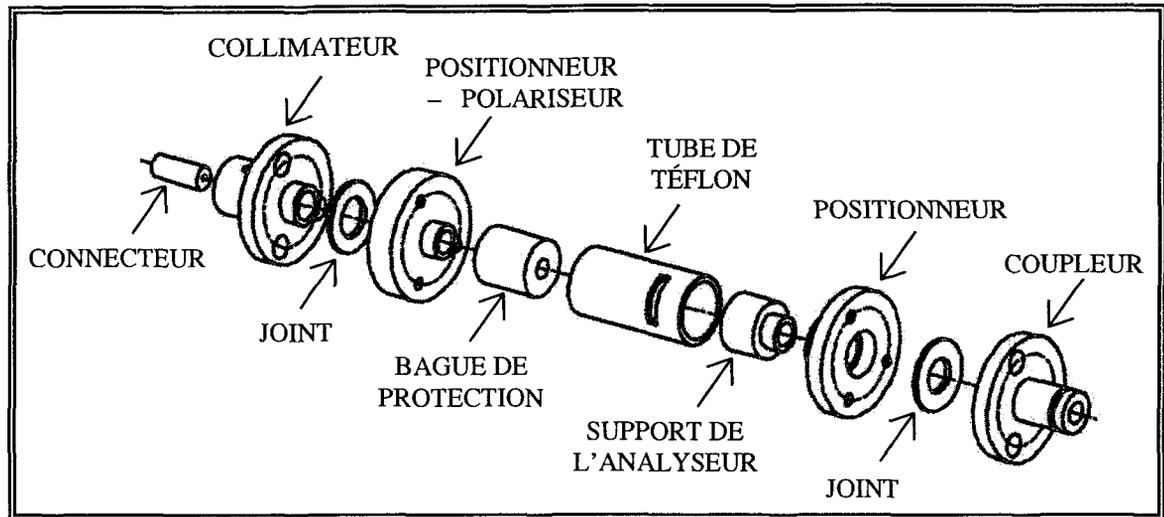


Figure 4.10 : Vue éclatée du capteur

Ici, les joints servent à espacer les pièces de positionnement pour permettre un meilleur ajustement. La *figure 4.11* présente une vue de toutes les pièces du capteur assemblé.

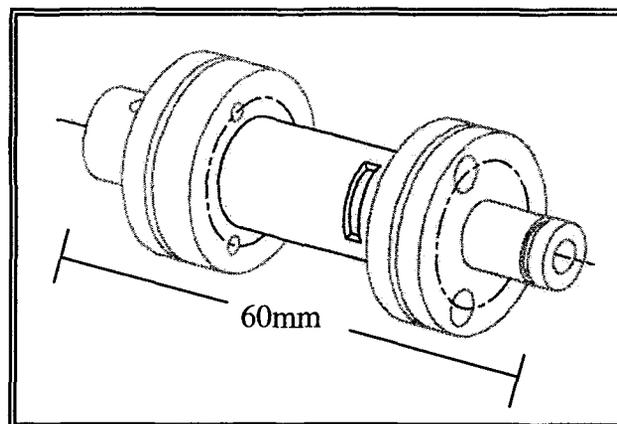


Figure 4.11 : Vue du capteur assemblé

2.3 Assemblage du capteur

L'assemblage des pièces du capteur, c'est-à-dire des éléments optiques et de leurs pièces de support respectives, doit se faire avec une attention toute particulière. En effet, les performances du capteur dépendent directement de la qualité du positionnement et de l'alignement des différents éléments optiques qui le constituent.

L'assemblage des éléments du capteur se fait en deux parties. Tout d'abord, il nous faut positionner les divers éléments optiques dans leurs supports respectifs et ensuite assembler les pièces de support en s'assurant que les paramètres suivants sont bien respectés :

- Faisceau lumineux collimé ;
- Maximum d'intensité lumineuse à la sortie du polariseur circulaire ;
- Transmission du faisceau lumineux parallèle à l'axe optique du cristal ;
- Optimisation du couplage de la lumière dans la fibre optique de sortie.

2.3.1 Positionnement des éléments optiques

Tous les éléments optiques du capteur sont fixés dans leurs pièces de support respectives :

1. LENTILLE CONVEXE DANS LE \Rightarrow COLLIMATEUR

LENTILLE À GRADIENT D'INDICE DANS LE \Rightarrow COUPLEUR

Les deux lentilles du capteur, soit la lentille de collimation et la lentille de couplage, sont encastrées dans leurs pièces de support respectives.

2. POLARISATION CIRCULAIRE DANS LE \Rightarrow POSITIONNEUR -
POLARISEUR

L'addition d'un polariseur et d'une lame quart d'onde forme un polariseur circulaire. Ainsi, nous devons assembler ces deux éléments pour produire notre polariseur circulaire et finalement fixer chaque élément à sa pièce de support. Chacun de ces deux éléments a un diamètre de 9 mm et une épaisseur de 0,75 mm. L'axe du polariseur doit être à 45° des axes principaux de la lame quart d'onde pour l'obtention de la polarisation circulaire. À l'aide de notre dispositif « moteur-analyseur », du système d'acquisition de données et du programme développé sous LABVIEW permettant l'analyse de la polarisation de la lumière, nous pouvons faire une estimation de la polarisation à la sortie de ces deux éléments. Ainsi, par tâtonnement, nous positionnons

ces deux éléments jusqu'à atteindre la polarisation attendue. Ensuite, les pièces sont collées ensemble avec de la résine époxyde thermoconductrice (les caractéristiques de cette résine sont données en **annexe 4.3**) fixées au Positionneur-Polariseur de la même façon.

3. CRISTAL DANS LA \Rightarrow BAGUE DE PROTECTION

Le cristal est encastré dans la bague de protection en prenant soin qu'il soit bien aligné suivant l'axe de la bague. Un mauvais alignement du cristal dans la bague de protection devra être compensé par les pièces de positionnement.

4. ANALYSEUR DANS LE \Rightarrow SUPPORT DE L'ANALYSEUR

L'analyseur ayant un diamètre de 8 mm et une épaisseur de 0,75 mm est collé avec la résine sur le support de l'analyseur

5. FIBRES OPTIQUES DANS LES \Rightarrow CONNECTEURS

Les fibres optiques sont collées aux deux extrémités des connecteurs avec la résine pour s'assurer de leur stabilité.

2.3.2 *Alignement et assemblage des pièces de support du capteur*

Il s'agit de l'étape la plus importante dans la construction du capteur optique de champ électrique. Comme nous disions précédemment, il est primordial pour la sensibilité du capteur que l'intensité incidente I_0 soit optimisée et que le faisceau lumineux se propage parallèlement à l'axe optique du cristal.

1. Collimation du faisceau lumineux et optimisation de l'intensité incidente

La première étape devrait consister, logiquement, à assembler le connecteur de la fibre optique d'entrée avec le collimateur. Mais du fait de l'utilisation d'un laser He-Ne polarisé avec une fibre optique monomode, la lumière à la sortie de la fibre conserve son état de polarisation. Ce qui nous oblige à positionner le connecteur de façon à ce que la direction de polarisation rectiligne de la lumière à la sortie de la fibre coïncide avec l'axe du polariseur du Positionneur-Polariseur afin d'optimiser l'intensité lumineuse du système. Ainsi, la première chose à faire est d'assembler à l'aide des trois vis nylon le collimateur avec le Positionneur-Polariseur. La *figure 4.12* nous présente les deux pièces. Ceci nous permettra par la suite de positionner le connecteur de la fibre au plan focale de la lentille tout en alignant la direction de polarisation de la lumière avec l'axe du polariseur pour l'optimisation de l'intensité incidente. Une fois l'alignement et le positionnement effectués, le bloqueur fixe définitivement le connecteur.

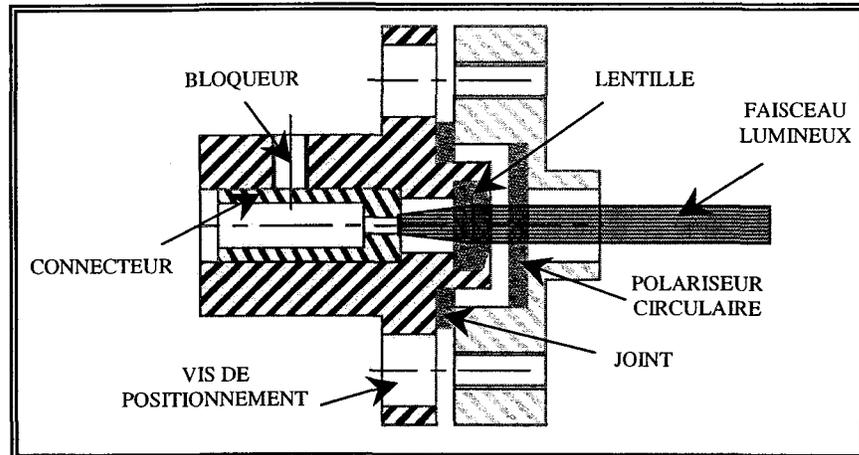


Figure 4.12 : Assemblage du collimateur et Positionneur-Polariseur

2. Ajustement du faisceau lumineux parallèlement à l'axe optique du cristal

Premièrement, nous encastrons la bague de protection sur le Positionneur-Polariseur et la fixons avec de la résine. Les axes du cristal sont positionnés indépendamment de la direction de polarisation de la lumière à l'entrée du polariseur circulaire. De toute façon, nous savons que les axes de l'ellipsoïde des indices du cristal changent en fonction de la direction du champ électrique extérieur.

Par la suite, nous ajustons, à l'aide des vis de positionnement sur le collimateur, le faisceau lumineux pour qu'il traverse le cristal en son centre. La bague de protection est ensuite encastrée dans le tube de téflon et puis fixée avec de la résine pour s'assurer de la stabilité du système.

Maintenant, nous pouvons effectuer un premier ajustement pour que le faisceau lumineux traverse le cristal parallèlement à son axe optique. Pour ce faire, le support de

l'analyseur est intégré dans le tube de téflon. Puisque le faisceau lumineux a un faible angle de divergence et que le cristal diffuse un peu de lumière, nous pouvons visualiser la figure d'interférence. De cette façon, nous pouvons ajuster correctement le faisceau pour qu'il soit au centre de la figure d'interférence comme nous l'avons fait à la section 2.2.1 du chapitre 3. Cela nous assurera que nous ne sommes pas sur une ligne isochromatique.

Pour affiner cette position, le support de l'analyseur est retiré et grâce à un montage préparé à cette intention, nous faisons tourner l'analyseur en effectuant une acquisition pour l'analyse de la polarisation. Par tâtonnement, en se servant des vis de positionnement, nous ajustons jusqu'à atteindre la polarisation que nous avions avec le polariseur circulaire. Ce qui indique que le faisceau lumineux se propage dans la direction de l'axe optique du cristal.

Le support de l'analyseur est ensuite emboîté au Positionneur. À noter que l'emboîtement a été fait de façon à ce que le support de l'analyseur puisse tourner librement et cela indépendamment du positionneur. Leur emboîtement consiste donc à stabiliser le système. Ces pièces sont finalement intégrées au tube de téflon. Le tube de téflon et le Positionneur sont fixés avec de la résine.

3. Couplage dans la fibre optique de sortie

Le connecteur de sortie est encastré dans le coupleur. Puisque nous utilisons une lentille à gradient d'indice avec un « pitch » de 0,25, le bout de la fibre doit être en contact avec la lentille pour l'optimisation du couplage. Ensuite, à l'aide des trois vis nylon, le coupleur est assemblé au Positionneur. Par la suite, nous optimisons le couplage de la lumière dans la fibre en ajustant délicatement les vis de positionnement.

La *figure 4.13* montre l'ensemble des pièces assemblées.

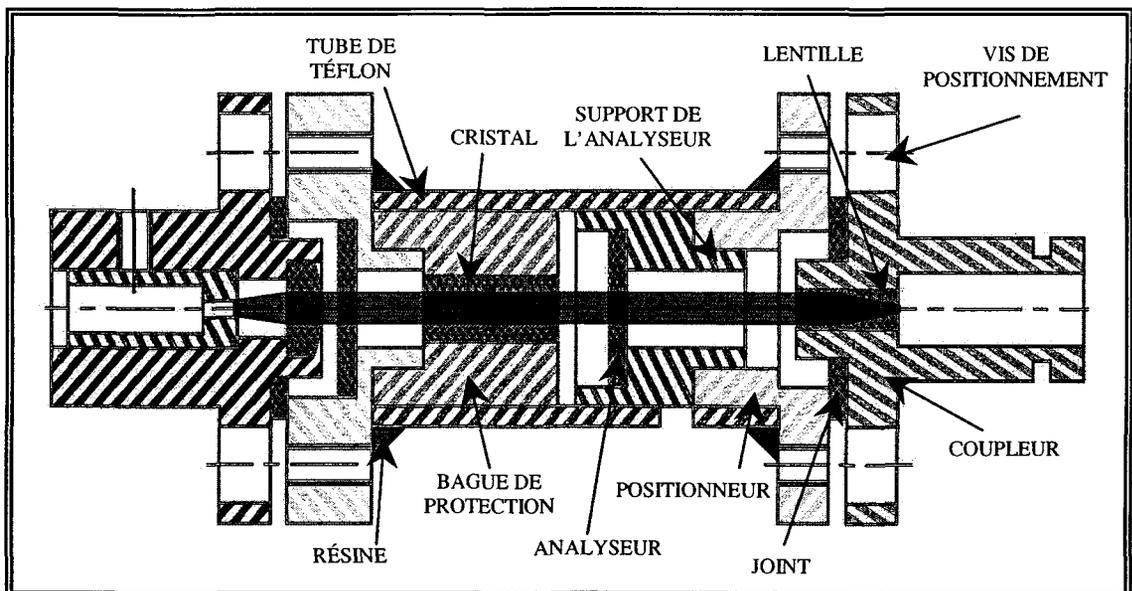


Figure 4.13 : Assemblage des pièces du capteur

2.4 Analyse des paramètres du capteur

Pendant l'assemblage des pièces du capteur, il a fallu nous assurer que le faisceau lumineux traverse le cristal parallèlement à son axe optique. Pour ce faire, nous avons fait l'analyse de la polarisation à la sortie du cristal à partir du système d'acquisition de données. Lorsque le positionnement final a été atteint, l'enregistrement de la polarisation a été effectué. La *figure 4.14* nous montre l'analyse de la polarisation.

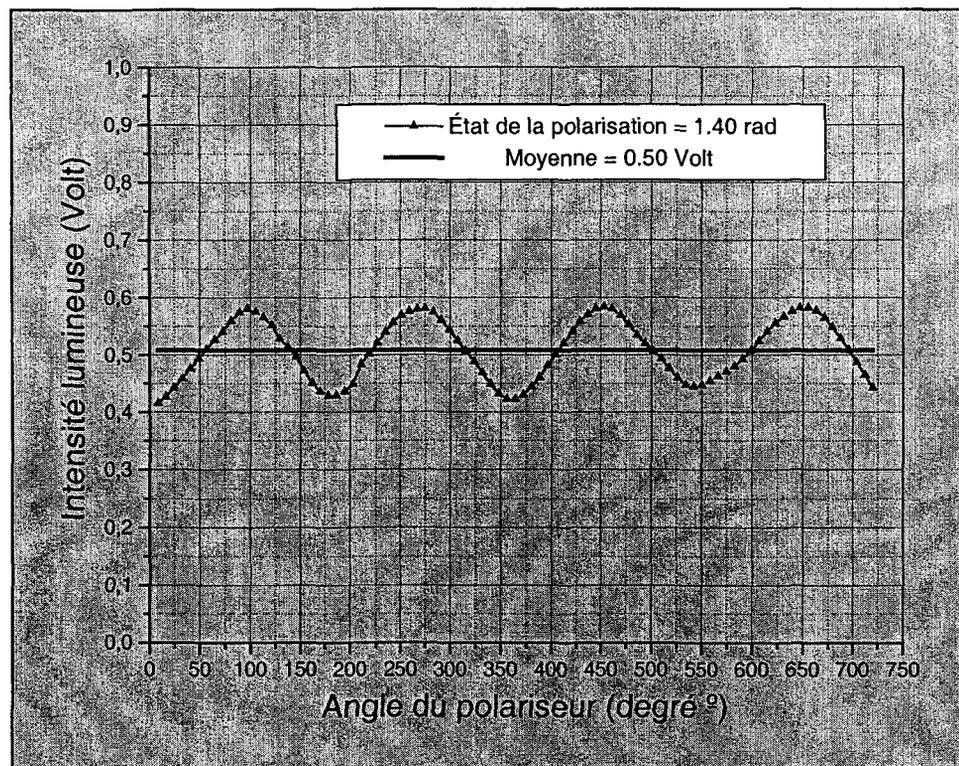


Figure 4.14 : Analyse de la polarisation à la sortie du cristal

A partir de ce graphique, nous pouvons déduire que l'état de polarisation à la sortie du cristal E/O est de 1,40 radians. C'est ce à quoi nous pouvons nous attendre puisque le film quart d'onde est conçu pour une longueur d'onde de 560 nm. L'intensité incidente I_0 a été déduite en moyennant le signal et en multipliant par 2 (voir chapitre 3 section 2.2.2 et annexe 2). L'intensité incidente a une valeur de 1 Volt.

Le couplage de la lumière provenant du laser dans la fibre optique monomode se fait à la tête du capteur. Des rétro-réflexions réintègrent la cavité Fabry-Pérot du laser ce qui a comme conséquence de créer des fluctuations de l'intensité lumineuse [36]. La *figure 4.15* nous montre les fluctuations de l'intensité lumineuse à la sortie du capteur. Ces fluctuations s'effectuent autour d'une valeur moyenne correspondant à $I_0/2$.

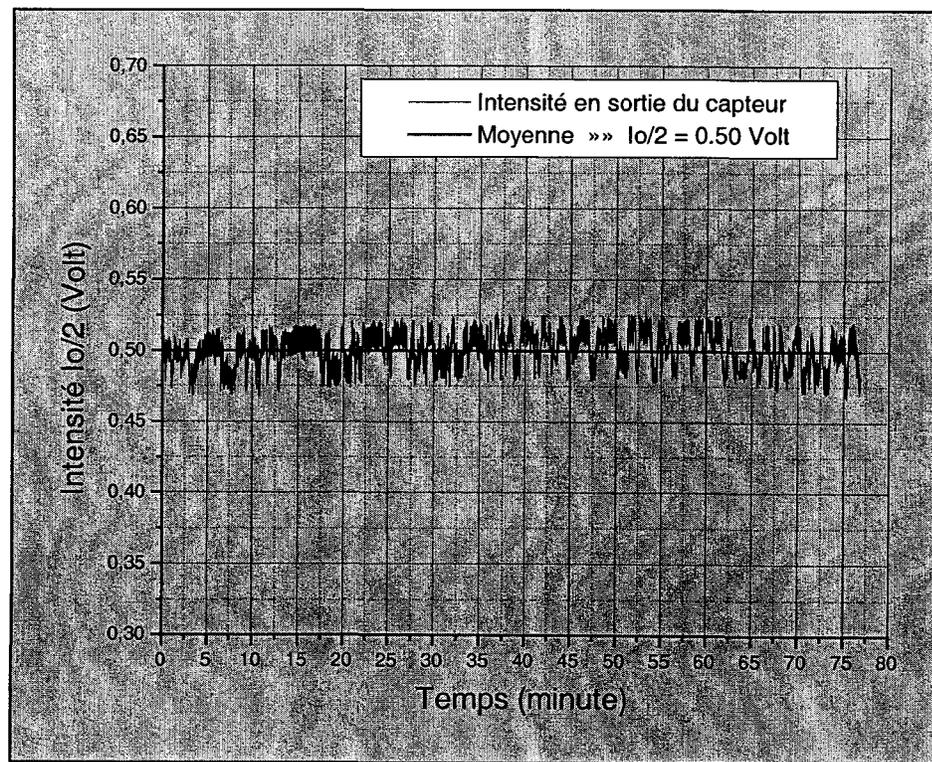


Figure 4.15 : Fluctuation de l'intensité de la lumière en sortie du capteur

Ici, la valeur moyenne de $I_0/2$ correspond à 0,50 Volt avec une incertitude absolue de 0,03 Volt. L'incertitude relative est de 6%. Ainsi, pour l'estimation de l'intensité incidente I_0 , nous pourrions accorder une erreur de 6%.

Par ailleurs, l'addition d'un laser polarisé, d'une fibre monomode et d'un polariseur à l'intérieur du capteur peut apporter des variations de l'intensité lumineuse lorsque la fibre optique subit des déplacements ou des variations de température. En effet, ces nouvelles contraintes imposées à la fibre produisent de la dispersion des modes de polarisation de la lumière s'y propageant. L'état de polarisation de la lumière émergent de la fibre s'en trouve changé. Ainsi, la lumière transmise par le polariseur circulaire à l'entrée du capteur peut varier selon les mouvements de la fibre ou les changements de température modifiant naturellement l'intensité incidente I_0 (voir **annexe 6**).

3. Conclusion

La précision avec laquelle les pièces du capteur sont construites, le positionnement des éléments optiques et l'alignement des pièces de support sont des facteurs d'une importance primordiale qui affectent les performances du capteur. C'est pour cette raison que le design des pièces n'a pas été fait en vue d'optimiser la miniaturisation du capteur. D'ailleurs, les pièces de positionnement ont quelques peu été exagérées en vue de faciliter la construction du capteur afin de maximiser notre contrôle sur les paramètres importants tels que la position du faisceau lumineux sur la face d'entrée du cristal, la polarisation en sortie du cristal et évidemment l'intensité incidente I_0 . Ceci nous permettra de s'assurer, à priori, le fonctionnement de la méthode de mesure que nous avons développée.

Durant la fabrication du premier prototype de capteur optique de champ électrique, le positionnement du cristal dans la bague de protection n'a pu être optimisé. Les pièces de positionnement ont pu compenser cette erreur en ce qui à trait à l'alignement du faisceau lumineux par rapport à l'axe optique du cristal.

CHAPITRE 5

Essais avec le capteur optique de champ électrique

1. Introduction

Suite à la construction du premier prototype de capteur optique de champ électrique, des essais ont été effectués sous différentes configurations de champ électrique :

- électrodes planes parallèles ;
- conducteur ;
- isolateur court.

Ces tests ont comme principal objectif de vérifier le fonctionnement du capteur pour différentes configurations de champ électrique et de mettre en évidence les forces et faiblesses du capteur pour apporter d'éventuelles améliorations. Pour chacune de ces configurations, nous avons étudié l'influence de la tension appliquée et de la distance variable entre les électrodes à température ambiante.

2. Configuration avec les électrodes planes parallèles

2.1 Montage expérimental

Le montage expérimental a été conçu de façon à ce que le capteur puisse être fixé au centre des électrodes tout en ayant la possibilité de faire varier la distance entre celles-ci. Le montage est illustré à la *figure 5.1*.

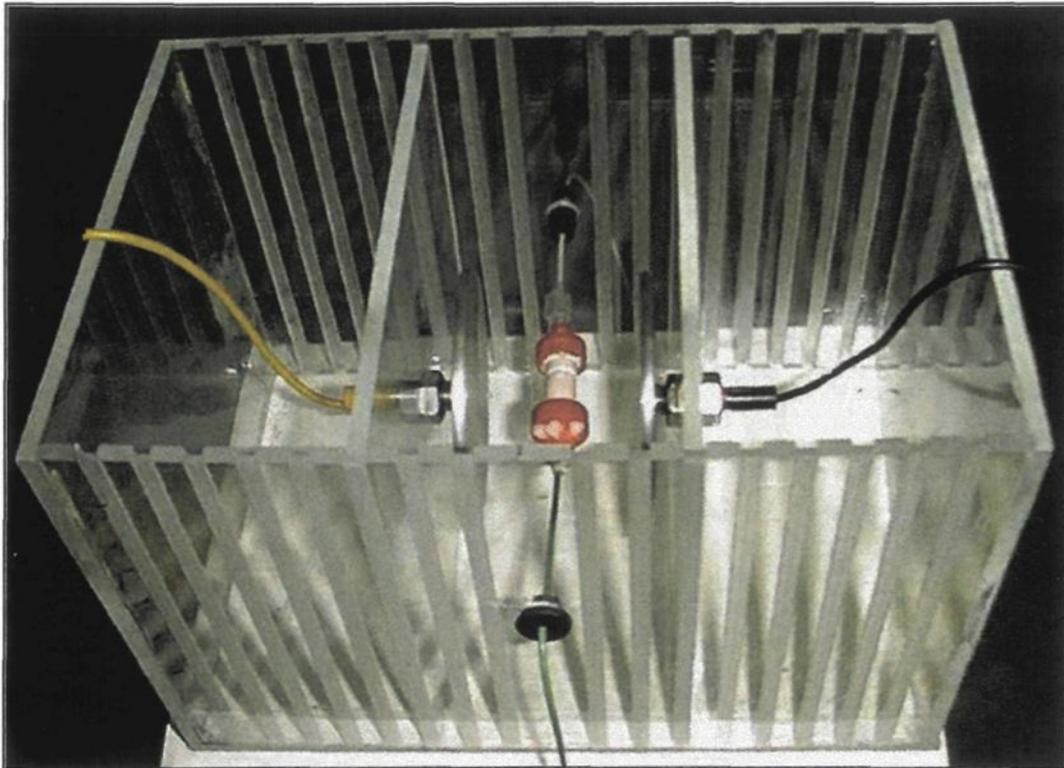


Figure 5.1 : Montage expérimental avec les électrodes planes parallèles

Une boîte rectangulaire en Plexiglas avec une ouverture sur le dessus sert de support pour le capteur et les électrodes. Les électrodes sont fixées sur des plaques rectangulaires qui sont insérées dans la boîte sur des glissières disposées symétriquement sur des intervalles réguliers par rapport au centre du dispositif. Le capteur est supporté aux extrémités de la boîte par chacune des fibres qui sont elles-même bloquées par un bouchon de caoutchouc.

Les électrodes ont une forme circulaire d'épaisseur 5,0 mm avec un diamètre de 100 mm. Le contour des électrodes a été chanfreiné afin de réduire les effets de pointe. Elles sont réalisées en aluminium.

2.2 Procédure expérimentale

La préparation de notre dispositif expérimental se fait en plusieurs étapes :

1. Placer le capteur sur son support en s'assurant que celui-ci est positionné perpendiculairement aux électrodes afin que le champ électrique soit appliqué dans le plan X-Y du cristal.
2. Fixer la fibre optique monomode au sol afin d'éviter ses déplacements ce qui conduirait à la modification des modes de polarisation de la lumière transmise. Ainsi, la fibre est stabilisée en optimisant l'intensité incidente.

3. Déterminer l'intensité incidente I_0 en tournant le support de l'analyseur sur 360 degrés et en faisant l'analyse de la polarisation à l'aide de notre système d'acquisition de données.
4. Positionner l'analyseur sur un maximum de sensibilité en appliquant un champ électrique sur le capteur. Ainsi, par tâtonnement et en tournant le support de l'analyseur pas à pas, le maximum de sensibilité peut être obtenu.

Une fois que notre dispositif expérimental est prêt, les expérimentations peuvent débuter et les étapes suivantes sont répétées jusqu'à atteindre la distance maximale entre les électrodes permise par notre montage :

1. Mesurer la distance entre les électrodes avec un vernier.
2. Appliquer plusieurs valeurs de tension sur les électrodes en enregistrant le signal du capteur pour chacune d'elle.

2.3 Analyse des résultats et discussion

2.3.1 Résultats expérimentaux

Les figures 5.2 et 5.3 présentent les résultats de l'expérimentation avec les électrodes planes parallèles. La conversion du signal de sortie $I(E)$ en champ électrique dans le cristal a été effectuée avec l'aide de l'équation 3.12 (voir chapitre 3 section 3.1) sans omettre le facteur de compensation.

Nous remarquons la linéarité du capteur, sur la figure 5.2 pour un champ électrique dans l'air allant jusqu'à 9 kV/cm (c'est-à-dire pour une distance entre les électrodes de 2,85 cm et une tension appliquée de 25 kV). Le champ électrique dans le cristal est de 0,31 kV/cm.

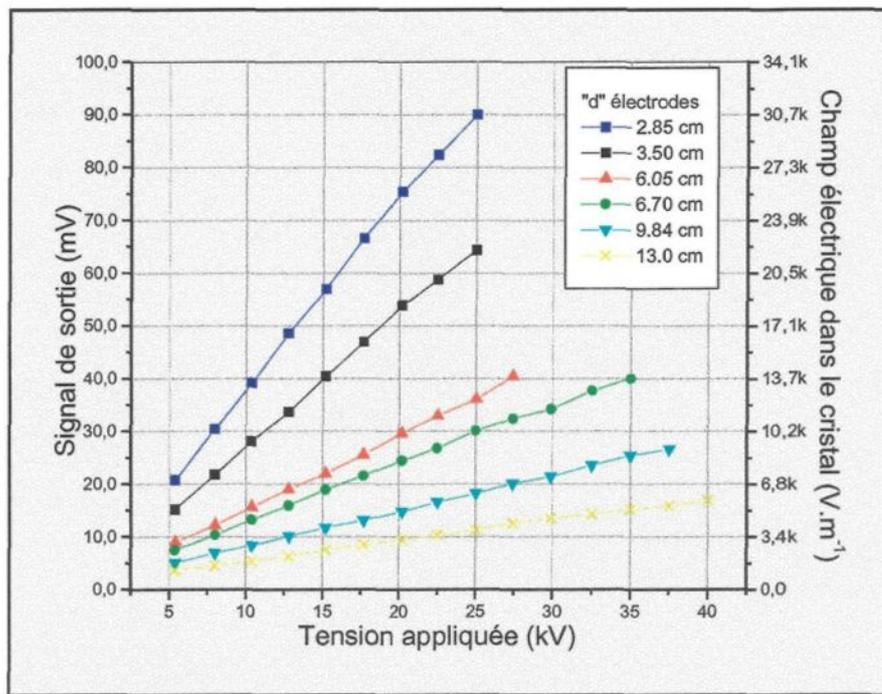


Figure 5.2 : Signal de sortie du capteur en fonction de la tension appliquée

Du fait que la transmittance du système est linéaire jusqu'à une valeur de 0,65 kV/cm dans le cristal, nous estimons que la réponse du capteur sera linéaire jusqu'à des valeurs de champ électrique dans l'air pouvant atteindre 19 kV/cm. À cette distance entre les électrodes, c'est-à-dire 2,85 cm, nous avons dû limiter la tension appliquée à 25 kV puisque pour des valeurs plus grandes, des phénomènes de décharge sont survenus entre une électrode et une vis de positionnement. Ainsi la valeur théorique de 19 kV/cm ne pourra pas être atteinte puisque les vis de positionnement, pouvant être considérées comme des pointes, perturbent le champ électrique localement et sont à l'origine des phénomènes de décharge entre les électrodes et le capteur [38]. La figure 5.3 nous montre la réponse du capteur pour des distances variables entre les électrodes. L'allure de chacune de ces courbes semble être en accord avec l'équation 2.4 (voir chapitre 2 section 1.4).

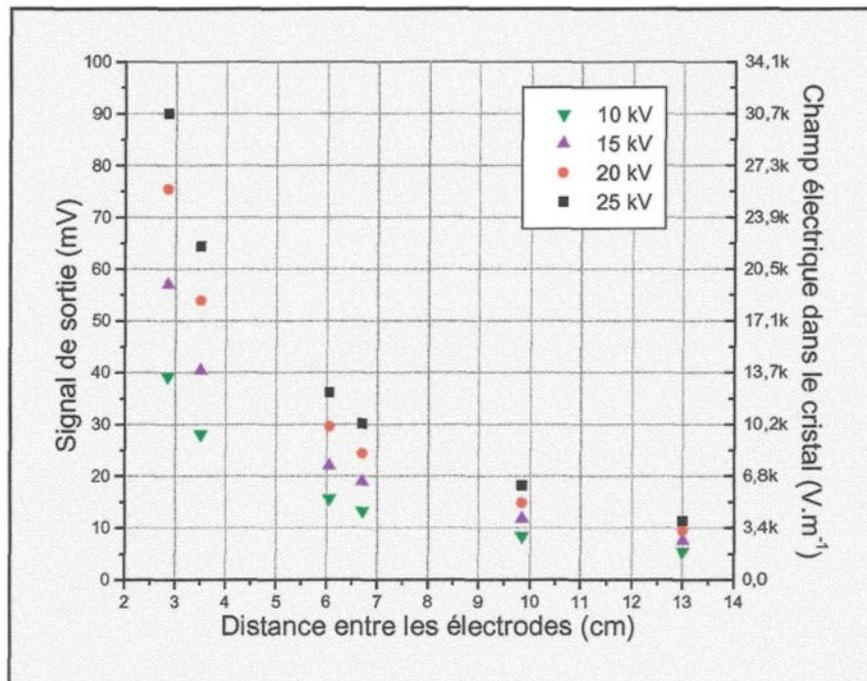


Figure 5.3 : Signal de sortie du capteur en fonction de la distance entre les électrodes

2.3.2 Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation

La *figure 5.4* compare les résultats expérimentaux avec deux types de modélisation. Les modélisations ont été effectuées avec une tension appliquée de un kV. Ainsi, puisque nous sommes dans la région linéaire de la transmittance du système, toutes les courbes expérimentales de la *figure 5.3* ont été normalisées à un kV afin de pouvoir les comparer avec les deux types de modèle.

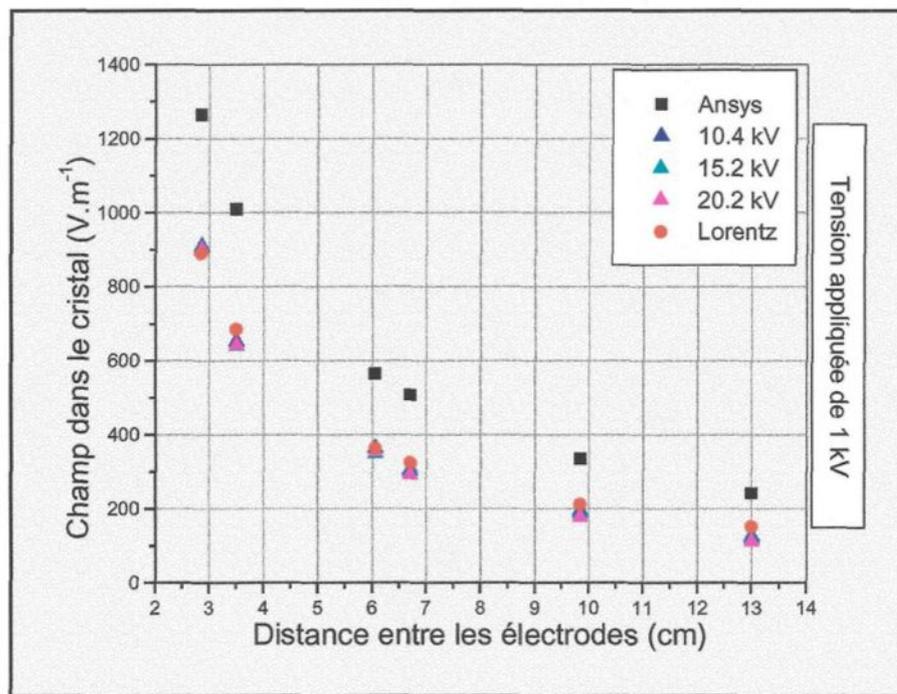


Figure 5.4 : Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation

1. MODÉLISATION PAR ÉLÉMENTS FINIS AVEC LE LOGICIEL « ANSYS »

Elle consiste, pour différentes distances entre les électrodes, à estimer la valeur du champ électrique au centre du cristal entouré d'une bague de téflon de 12,3 mm (voir *figure 3.20*).

Bien que la forme des courbes expérimentales et celle de la modélisation soit la même, il existe un écart non-négligeable entre le modèle et l'expérience. Nous pourrions expliquer ce décalage par la proximité du Positionneur – Polariseur d'un diamètre de 22 mm et de permittivité de 3,4. Sa présence doit fortement atténuer l'intensité du champ électrique dans le cristal. De plus, le contour du Positionneur – Polariseur n'a pas été chanfreiné ce qui risque de créer des effets de pointe et ainsi augmenter les perturbations du champ électrique dans le cristal.

2. MODÉLISATION PAR ÉLÉMENTS FINIS AVEC LE LOGICIEL LORENTZ 2D V5.1¹

Ce logiciel est spécialisé pour le calcul électromagnétique. Cette modélisation dont le dispositif est illustré à la *figure 5.5* consiste, pour différentes distances entre les électrodes, à estimer la valeur du champ électrique au centre du cristal en présence de certaines pièces du capteur. Puisque nous avons comme seule possibilité, une modélisation avec une vue de coupe du capteur dans le sens de la longueur du cristal, celui-ci a donc la forme rectangulaire.

La corrélation entre les courbes expérimentales et les résultats de la modélisation est excellente. Nous en déduisons que la présence du Positionneur – Polariseur perturbe effectivement la valeur du champ dans le cristal. En fait, sa présence porte ombrage sur le cristal comme nous pouvons le voir sur l'image en **annexe 3.2**. De plus, cette image

¹ Integrated Engineering software, <http://www.integrated.ca>

nous montre la présence des effets de pointe aux extrémités du Positionneur - Polariseur.

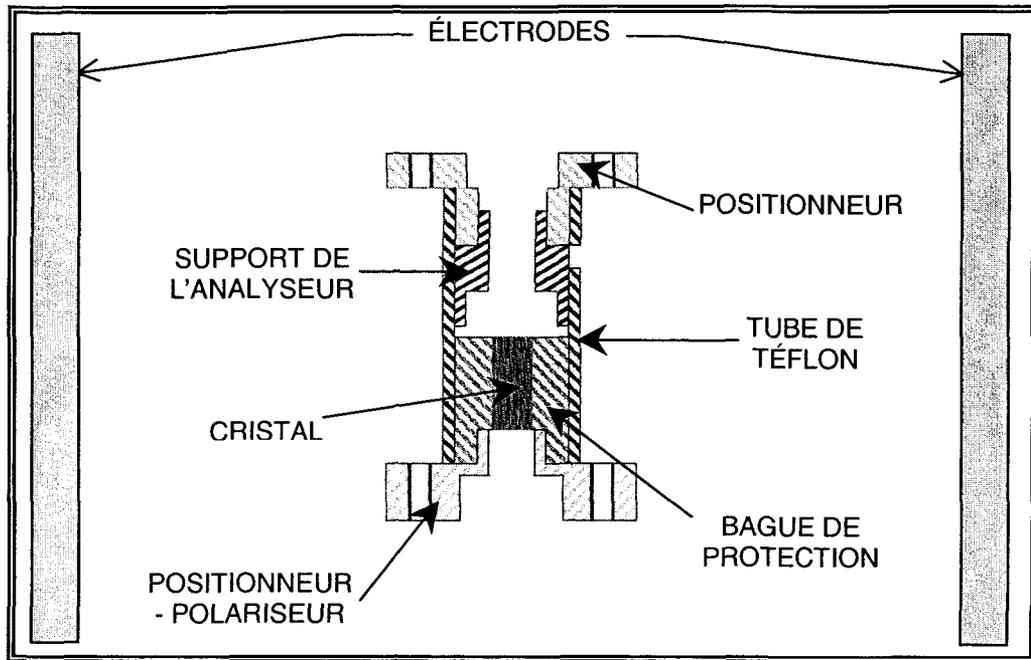


Figure 5.5 : Dispositif pour la modélisation avec les pièces du capteur

3. Configuration avec le conducteur

Il est très intéressant pour nous de tester le comportement du capteur dans la configuration avec le conducteur puisque la distribution du champ électrique n'est pas uniforme comme celle avec les électrodes planes parallèles.

3.1 Montage expérimental

Le montage expérimental consiste en une configuration coaxiale en utilisant un conducteur lisse et creux en aluminium d'un diamètre extérieur de 3,2 cm placé dans l'axe d'un cylindre creux en grillage métallique d'une longueur de deux mètres et d'un diamètre de un mètre qui est relié à la terre. Des anneaux de garde aux extrémités de la cage et des sphères métalliques au bout du conducteur central ont été ajoutés afin d'uniformiser le champ électrique et d'éliminer les décharges parasites. La *figure 5.6* illustre le dispositif.

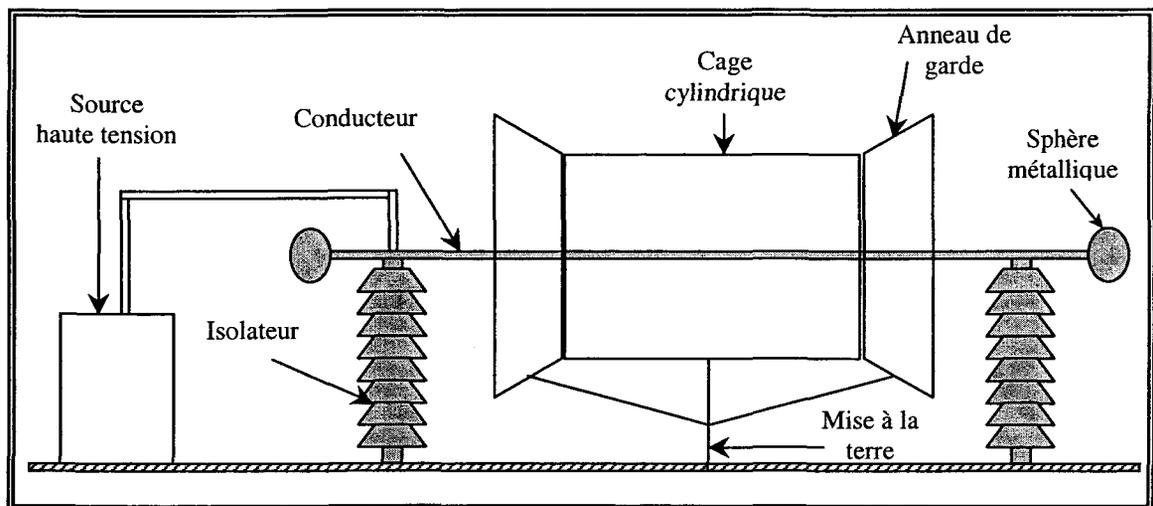


Figure 5.6 : Dispositif expérimental de la configuration avec le conducteur

Il est possible d'évaluer analytiquement le champ électrique pour cette configuration à l'aide de la formule suivante :

$$E = \frac{V_0}{r} \frac{1}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad \text{pour } a \leq r \leq b \quad (5.1)$$

Où

E : le champ électrique en V/m ;

V_0 : la tension appliquée au conducteur central (Volt) ;

r : la distance entre le centre du conducteur et le point de mesure ;

b : le rayon de la cage (mètre) ;

a : le rayon du conducteur (mètre).

Un support a été conçu pour le positionnement du capteur à des distances variables du conducteur. Ce support est composé de deux éléments semblables qui maintiennent le capteur par les fibres optiques. Le support est représenté schématiquement à la *figure 5.7*. La base du support construit dans le Plexiglas se fixe au conducteur à l'aide d'un bloqueur. Une glissière permet au bloc téflon de positionner le capteur à la distance voulue du conducteur. Une règle fixée à la base permet, au millimètre près, de connaître la position précise des deux blocs téflon. La fibre optique est fixée à ce bloc avec un bouchon de caoutchouc.

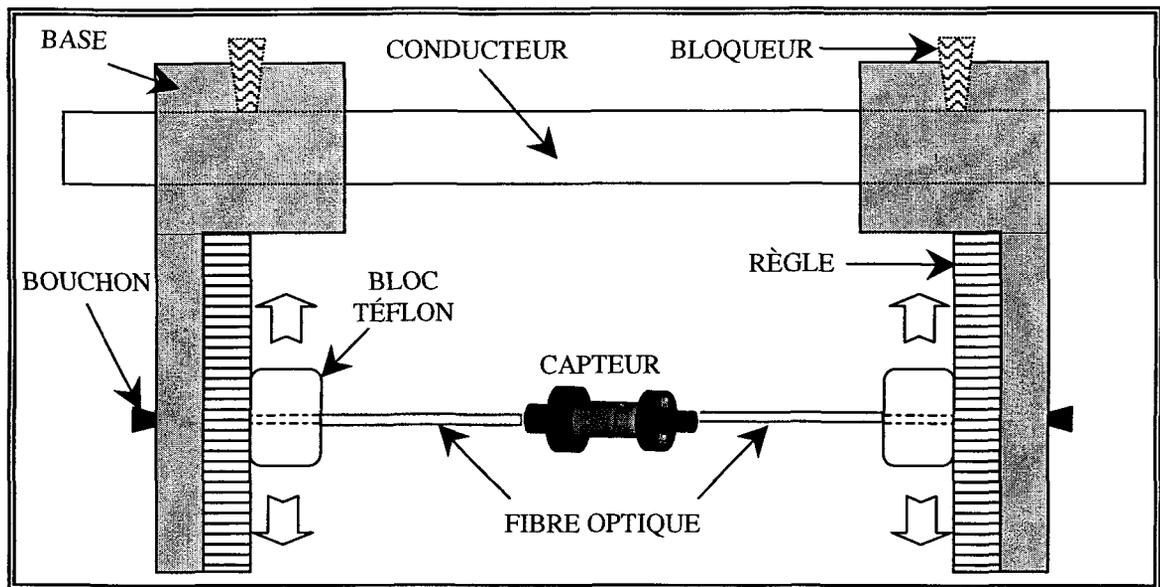


Figure 5.7 : Support du capteur pour la configuration avec le conducteur

3.2 Procédure expérimentale

La préparation de notre dispositif expérimental se fait en plusieurs étapes :

1. Placer le conducteur au centre de la cage.
2. Placer le capteur sur son support en s'assurant que l'axe optique du cristal est strictement parallèle à l'axe longitudinal du conducteur afin que le champ électrique soit appliqué dans le plan X-Y du cristal. Cette opération est effectuée en ajustant la longueur de la fibre optique de chaque côté du capteur et en alignant les deux éléments du support.

3. Fixer la fibre optique monomode au sol afin d'éviter ses déplacements ce qui conduirait à la modification des modes de polarisation de la lumière transmise. Ainsi, la fibre est stabilisée en optimisant l'intensité incidente.
4. Déterminer l'intensité incidente I_0 en tournant le support de l'analyseur sur 360 degrés et en faisant l'analyse de la polarisation à l'aide de notre système d'acquisition de données.
5. Positionner l'analyseur sur un maximum de sensibilité en appliquant un champ électrique sur le capteur. Ainsi, par tâtonnement et en tournant le support de l'analyseur pas à pas, le maximum de sensibilité peut être obtenu.

Une fois que notre dispositif expérimental est prêt, les expérimentations peuvent débiter et les étapes suivantes sont répétées jusqu'à atteindre la distance maximale permise par le support du capteur :

1. Mesurer la distance entre le capteur et le conducteur avec un vernier.
2. Appliquer plusieurs valeurs de tension sur le conducteur en enregistrant le signal du capteur pour chacune d'elle.

3.3 Analyse des résultats et discussion

3.3.1 Résultats expérimentaux

Les figures 5.8 et 5.9 présentent les résultats de l'expérimentation avec le conducteur lisse. L'intensité incidente I_0 correspondante est de 6,8 Volts.

Sur la figure 5.8, nous remarquons la linéarité du capteur pour un champ électrique dans l'air allant jusqu'à 7,4 kV/cm. Cette valeur de champ électrique produit par une distance du conducteur de 2,71 cm et une tension appliquée de 55 kV. Le champ électrique dans le cristal est de 0,21 kV/cm. Du fait que la transmittance du système est linéaire jusqu'à une valeur de 0,65 kV/cm dans le cristal, nous estimons que la réponse du capteur sera linéaire jusqu'à des valeurs de champ électrique dans l'air pouvant atteindre 23 kV/cm.

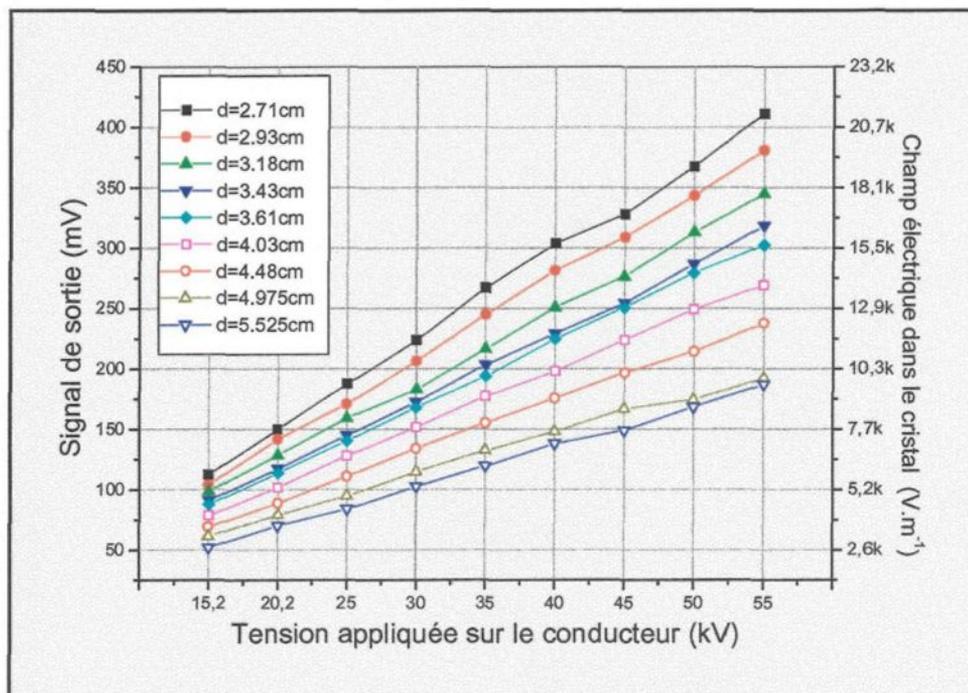


Figure 5.8 : Signal de sortie du capteur en fonction de la tension appliquée

À cette distance du conducteur, nous avons dû limiter la tension appliquée à 55 kV puisque des décharges partielles se formaient. Ainsi la valeur calculée de 23 kV/cm de la zone de linéarité du capteur ne pourra être atteinte. Nous en déduisons que les vis de positionnement perturbent le champ électrique localement et sont à l'origine des phénomènes de décharge limitant ainsi considérablement les capacités du capteur dans sa forme actuelle.

La *figure 5.9* nous montre la réponse du capteur pour des distances variables du conducteur. Chacune de ces courbes a la même tendance.

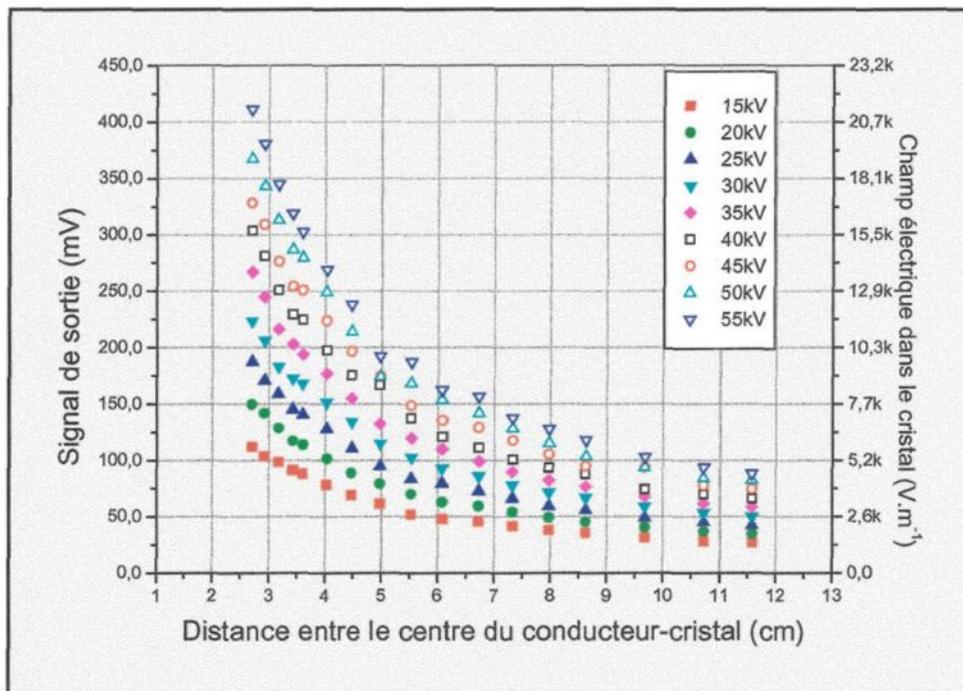


Figure 5.9 : Signal de sortie du capteur en fonction de la distance du conducteur

3.3.2 Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation

La figure 5.10 compare les résultats expérimentaux avec la modélisation sur ANSYS pour la configuration avec le conducteur. Malheureusement, le logiciel Lorentz 2D ne nous permet pas de modéliser les pièces du capteur dans cette configuration. Les résultats de la modélisation proviennent, comme avec la configuration avec les électrodes, du champ électrique au centre du cristal entouré d'une bague de téflon d'un diamètre de 12,3 mm. La modélisation a été effectuée avec une tension appliquée de un kV et en tenant compte de la cage cylindrique.

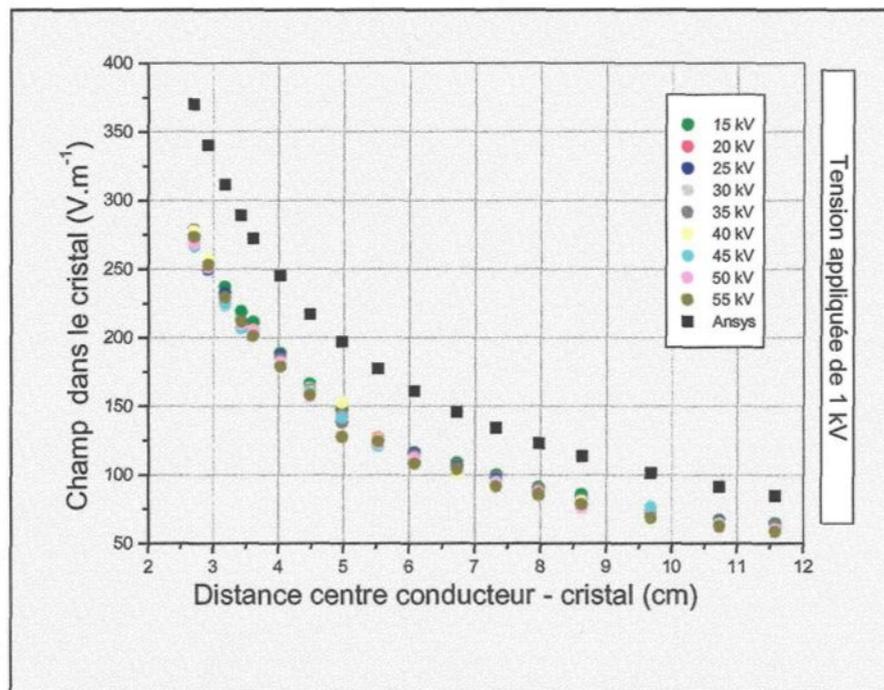


Figure 5.10 : Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation

Bien que les formes des courbes expérimentales et de la modélisation soient les mêmes, il existe encore une fois un écart non-négligeable entre le modèle et l'expérience. Ces

résultats semblent indiquer que la présence du Positionneur - Polariseur est à l'origine de ce décalage.

4. Configuration avec l'isolateur

Les tests du capteur dans une configuration avec un isolateur sont d'un grand intérêt puisque la distribution du champ électrique ne peut être déterminée qu'à partir de calculs numériques avancés en raison de la complexité du design de l'isolateur. Éventuellement, la mesure du champ électrique à proximité d'un isolateur recouvert de glace peut être d'un grand secours pour la compréhension des phénomènes de contournement dans les conditions de givrage atmosphérique [5].

4.1 Montage expérimental

Le montage expérimental consiste tout simplement en un court isolateur (les dimensions sont présentées sur la *figure 5.11*) inséré dans une chambre de côté égale à 40 cm et dont les parois sont mises à la terre. Le support du capteur de la configuration avec le conducteur est ré-utilisé, afin de déplacer le capteur sur un chemin vertical par rapport à sa position initiale. Nous ne testerons le capteur qu'à une seule distance de l'axe centrale de l'isolateur. Nous déplacerons le capteur sur un chemin qui est représenté à la *figure 5.11*.

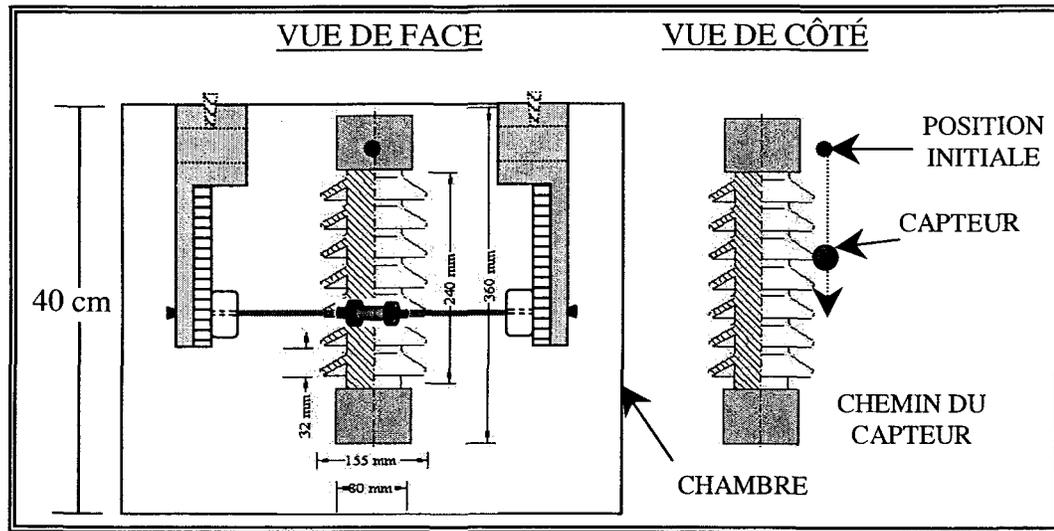


Figure : 5.11 Dispositif expérimental de la configuration avec l'isolateur

4.2 Procédure expérimentale

La préparation de notre dispositif expérimental se fait en plusieurs étapes :

1. Placer l'isolateur au centre de la chambre en s'assurant que les jupes sont bien horizontales.
2. Placer le capteur sur son support et le positionner pour qu'il soit à peine en contact avec l'extrémité des jupes.
3. Fixer la fibre optique monomode au sol afin d'éviter ses déplacements ce qui conduirait à la modification des modes de polarisation de la lumière transmise. Ainsi, la fibre est stabilisée en optimisant l'intensité incidente.

4. Déterminer l'intensité incidente I_0 en tournant le support de l'analyseur sur 360 degrés et en faisant l'analyse de la polarisation à l'aide de notre système d'acquisition de données.
5. Positionner l'analyseur sur un maximum de sensibilité en appliquant un champ électrique sur le capteur. Ainsi, par tâtonnement et en tournant le support de l'analyseur de pas à pas, le maximum de sensibilité peut être obtenu.

Une fois que notre dispositif expérimental est prêt, les expérimentations peuvent débuter et les étapes suivantes sont répétées jusqu'à atteindre la distance maximale permise par le support du capteur :

1. Changer la position du capteur de cinq millimètres vers le bas.
2. Appliquer plusieurs valeurs de tension sur l'isolateur en enregistrant le signal du capteur pour chacune d'elle.

4.3 Analyse des résultats et discussion

4.3.1 Résultats expérimentaux

Les *figures 5.12* et *5.13* présentent les résultats de l'expérimentation avec l'isolateur. Pour une position quelconque, nous avons vérifié la linéarité de la réponse du capteur. Ainsi, pour diverses valeurs de tension à une position quelconque, le capteur répond linéairement comme cela est montré sur la *figure 5.12*.

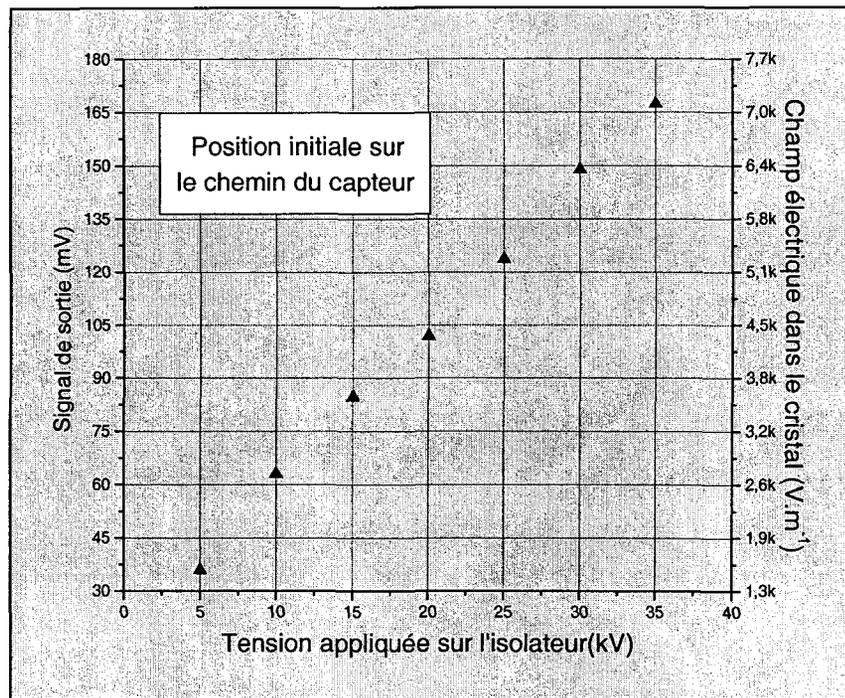


Figure 5.12 : Signal de sortie du capteur en fonction de la tension appliquée

La figure 5.13 nous montre la réponse du capteur en fonction de sa position sur le chemin le long de l'isolateur. Nous remarquons la présence de pics. Ces pics se manifestent lorsque le capteur est situé à la hauteur des jupes de l'isolateur. Toutefois, la sensibilité du capteur ne nous permet pas, pour les jupes plus éloignées de la position initiale, de distinguer clairement la présence des pics. En fait, pour une tension appliquée de 35 kV, la valeur du champ électrique dans le cristal la plus élevée se trouve être égale à 0,076 kV/cm ce qui est très faible comparativement à la valeur limite de 0,65 kV/cm. Nous pouvons en déduire que la tension maximale que nous pourrions appliquer sur l'isolateur tout en demeurant dans la zone de linéarité de la réponse du capteur est d'environ 300 kV. Nous avons dû limiter durant ces expérimentations la tension appliquée à 35 kV puisque des décharges se formaient pour des tensions plus

élevées entre le câble à haute tension et la chambre malgré toutes les précautions que nous avons pris pour enrayer ce problème.

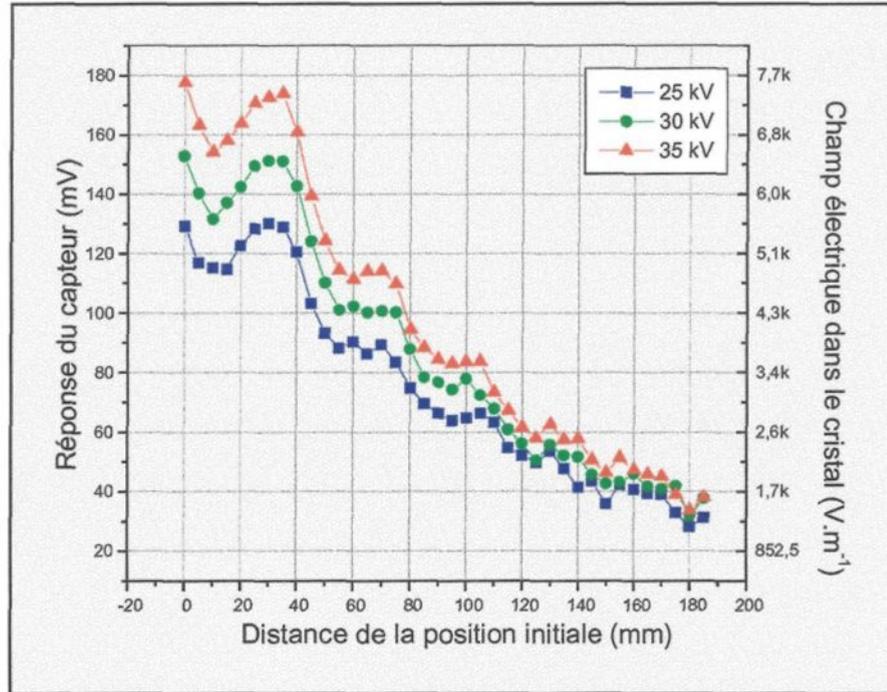


Figure 5.13 : Signal de sortie du capteur en fonction de la position sur le chemin

4.3.2 Comparaison des résultats expérimentaux avec la modélisation

Il est impossible dans la configuration avec l'isolateur de comparer les résultats expérimentaux du champ électrique dans le cristal avec ceux de la modélisation faite à partir du logiciel Lorentz 2D. Toutefois, l'ignorance des dimensions exactes de l'isolateur nous empêche de modéliser précisément le champ électrique dans le cristal à proximité de l'isolateur. Donc, nous nous contenterons ici de comparer l'allure de la distribution du champ électrique suivant le chemin qu'a suivi le capteur. La *figure 5.14*

nous présente les résultats de la modélisation pour une tension appliquée sur l'isolateur de un kV.

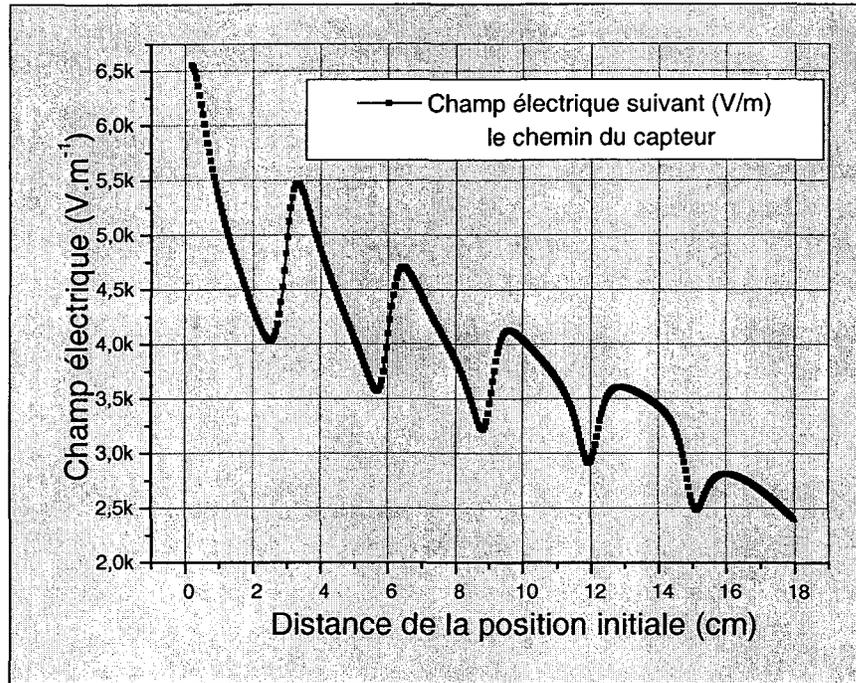


Figure 5.14 : Résultat de la modélisation sur la distribution du champ électrique près de l'isolateur pour une tension appliquée de 1kV

Les résultats de la modélisation nous démontrent qu'à l'emplacement des jupes de l'isolateur il y a présence de pics bien définis. Nous pouvons en conclure que la réponse du capteur semble suivre la distribution du champ électrique calculé par la modélisation. Par contre, la sensibilité du capteur est trop faible pour mettre en évidence la présence des pics.

5. Essais du capteur avec la température

Éventuellement, le capteur optique de champ électrique sera amené à mesurer diverses distributions de champ électrique dans des conditions très particulières. Ainsi, il devra effectuer des mesures dans des conditions de givrage atmosphérique où la température pourra atteindre une dizaine de degré sous la barre du zéro. Idéalement, sa sensibilité et son comportement linéaire ne devraient pas évoluer dans la plage de température voulue. Ici, nous proposons de mesurer le signal en sortie du capteur lorsqu'il est soumis à une variation de température et cela sans l'application du champ électrique.

5.1 Montage expérimental

Le capteur optique de champ électrique a été inséré dans une chambre froide permettant d'évoluer jusqu'à des températures autour de -20 degrés celsius. Le support du capteur est la boîte de plexiglas utilisée dans la configuration avec les électrodes planes parallèles (voir *figure 5.1*). Un thermocouple a été inséré sur le capteur afin de mesurer sa température.

5.2 Procédure expérimentale

La préparation de notre dispositif expérimental se fait en plusieurs étapes :

1. Placer le capteur sur son support.

2. Fixer la fibre optique monomode au sol afin d'éviter ses déplacements ce qui conduirait à la modification des modes de polarisation de la lumière transmise. Ainsi, la fibre est stabilisée en optimisant l'intensité incidente.
3. La tête du thermocouple est fixée sur le capteur.
4. Un couvercle est placé sur la boîte de plexiglas afin que le capteur et la tête du thermocouple soient isolés des courants d'air provenant du système de refroidissement.

Une fois que notre dispositif expérimental est prêt, le système de refroidissement est démarré et le signal provenant du capteur est relevé ainsi que la température du thermocouple toutes les deux minutes. Aucune tension n'est appliquée sur les électrodes.

5.3 Analyse des résultats et discussion

La *figure 5.15* présente les résultats de cette expérimentation. Ces résultats indiquent clairement que le signal à la sortie du capteur, représentant en fait la moitié de l'intensité incidente I_0 , évolue en fonction de la température. Ceci provient probablement du fait que nous utilisons une fibre optique monomode à l'entrée du capteur qui possède une faible biréfringence naturelle. Cette biréfringence naturelle est dépendante de la température. Puisque la lumière se propageant à l'intérieur de la fibre est polarisée, il se produit une dispersion des modes de polarisation et l'état de polarisation de la lumière émergent de la fibre s'en trouve changé. Ainsi, la lumière

transmise par le polariseur circulaire à l'entrée du capteur varie avec les changements de température modifiant ainsi l'intensité incidente I_0 (voir **annexe 6**). Toutefois, il est probable que les pièces du capteur se contractent en raison de la baisse de température et que les alignements optiques soient modifiés. Ceci affecterait également le signal en sortie du capteur.

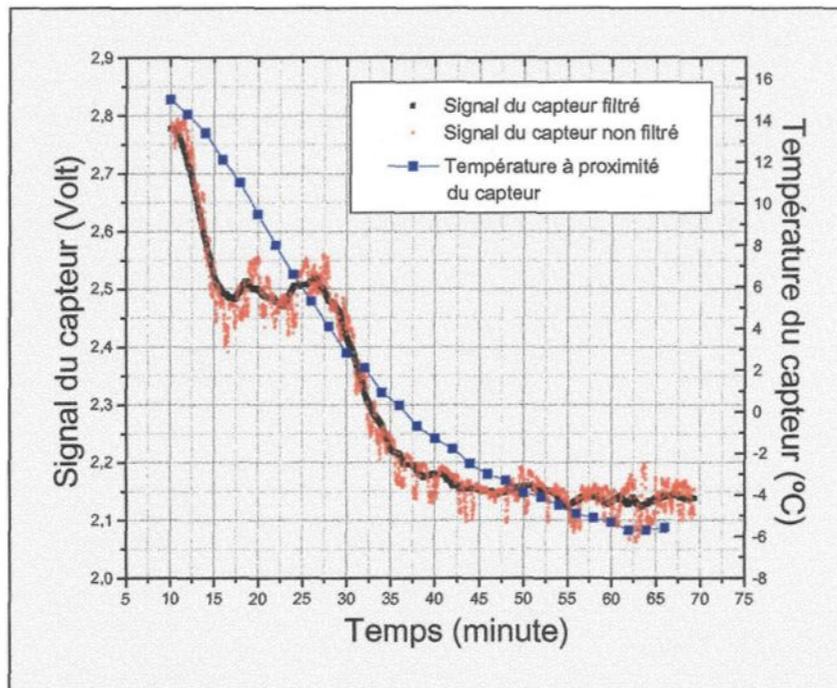


Figure 5.15 : Signal du capteur en fonction de la température sans champ électrique

6. Conclusion

Les essais du capteur sur différentes configurations de champ électrique nous ont permis d'étudier son comportement et de conclure sur ce qui le caractérise. Nous avons réussi à mettre en évidence les faiblesses du capteur, ce qui nous permettra d'y apporter des modifications pour améliorer ses performances.

Alors, durant toutes les expérimentations avec les différents types de distribution de champ électrique, nous avons pu montrer que la réponse du capteur répond bien à la distribution du champ électrique pour des positions variables. Pour une position fixe du capteur, sa réponse est linéaire lorsque nous appliquons diverses valeurs de tension et cela lorsque le champ électrique dans le cristal se retrouve dans la zone de linéarité théorique du système. Nous avons estimé que dans la configuration avec les électrodes planes parallèles, la zone de linéarité s'étend jusqu'à une valeur de 19 kV/cm du champ électrique dans l'air. Pour ce qui est de la configuration avec le conducteur, la zone de linéarité s'étend jusqu'à une valeur de 23 kV/cm. Par contre, nous avons pu prendre conscience que les vis de positionnement perturbent le champ électrique localement et sont à l'origine des phénomènes de décharge qui surviennent pour des valeurs de champ électrique dans l'air de sept à neuf kV/cm. Par conséquent, la limite de la zone de linéarité du capteur n'a pu être atteinte ce qui restreint considérablement les capacités du capteur dans sa forme actuelle. De plus, grâce à la modélisation avec le logiciel Lorentz 2D, nous avons pu montrer que le Positionneur - Polariseur diminue l'intensité du champ électrique dans le cristal en raison de leur proximité. Cette diminution pourrait être causée par la taille du Positionneur – Polariseur ainsi que ses contours qui n'ont pas été chanfreinés risquant de cette façon de créer des effets de pointe.

Dans la configuration avec l'isolateur, le capteur répond conformément à la distribution du champ électrique mais un manque de sensibilité l'empêche de mettre en évidence la présence des pics.

De plus, nous avons montré la dépendance de l'intensité incidente du capteur en fonction de la température. À première vue, la fibre optique monomode à l'entrée du capteur est la principale responsable de cette dépendance.

Nous pouvons conclure que le fonctionnement du principe de mesure utilisé pour le premier prototype de capteur optique de champ électrique, c'est-à-dire l'effet Pockels couplé avec le montage à polarisation circulaire, a été vérifié. Nous discuterons au chapitre 6 des améliorations à apporter au capteur pour optimiser ses performances.

CHAPITRE 6

Optimisation du capteur

1. Introduction

Malgré le bon fonctionnement du premier prototype de capteur optique de champ électrique, qui a été prouvé par les tests sur différentes configurations de champ électrique, certaines modifications devront lui être apportées pour optimiser ses performances. Ces améliorations physiques devront porter sur :

1. L'optimisation de sa forme et de sa miniaturisation pour minimiser les perturbations du champ électrique local à mesurer. Idéalement, le capteur devra avoir un diamètre extérieur maximal d'environ 10 mm en comprenant les pièces de positionnement et une longueur maximale de 40 mm incluant les connecteurs à fibre optique.
2. La réduction de l'effet de la dispersion des modes de polarisation (PMD) sur l'intensité incidente du capteur en remplaçant la fibre optique monomode en entrée du capteur par une fibre à maintien de polarisation.

3. Le changement de la fibre optique plastique en sortie du capteur par une fibre optique multimode de faible atténuation pour la longueur d'onde utilisée pour augmenter la valeur de l'intensité incidente I_0 et du même coup la sensibilité du capteur.

2. Amélioration des facteurs physiques du capteur

2.1 Optimisation et miniaturisation de la forme du capteur

La forme du capteur devra être optimisée pour minimiser les perturbations du champ électrique local à mesurer et ainsi atteindre la valeur limite de la zone de linéarité du système. Ceci devra être fait en mettant tout d'abord la priorité sur la miniaturisation du capteur qui est d'une importance fondamentale pour cette application. En fait, la petitesse du capteur devrait nous permettre de discriminer très localement la valeur du champ électrique dans l'espace. Ainsi, nous pourrions prendre conscience de l'influence de la charge d'espace qui entre en jeu, par exemple, dans le mécanisme des vibrations induites par l'effet couronne sur les conducteurs des lignes de transport d'énergie électrique [3, 4].

En se référant à l'image de l'**annexe-3**, nous pouvons prendre conscience que les extrémités de chacune des pièces qui ont été modélisées produisent des effets de pointes. Par conséquent, nous pouvons en conclure que toutes les pièces du capteur devront être chanfreinées afin de réduire au maximum ces effets perturbateurs. Ainsi, l'optimisation de la forme du capteur pourra être faite par modélisation avec la méthode

des éléments finis. Les logiciels Lorentz 3-D et ANSYS 3D pourraient être utilisés puisqu'ils permettent la modélisation en trois dimensions.

En ce qui concerne la forme actuelle du capteur, les pièces de positionnement sont surdimensionnées ce qui augmente, nous l'avons montré au chapitre précédent, les perturbations du champ électrique local à mesurer. Ces pièces devront être redimensionnées et peut-être même reconsidérées complètement afin d'obtenir la miniaturisation espérée. De plus, sur l'axe longitudinal du capteur, beaucoup d'espace vide est inutilisé. Ainsi, il serait très aisé de réduire cet espace libre afin de diminuer la longueur totale du capteur.

Le diamètre extérieur de la partie centrale du capteur est de 12.3 mm. Nous avons montré à partir de la modélisation à la section 4.1 du chapitre 3 que la distribution du champ électrique dans le cristal tend à s'uniformiser pour des diamètres quelconques de la bague de protection. Afin de répondre à notre objectif de miniaturisation, nous pourrions facilement réduire le diamètre du tube de téflon à 10 mm.

La *figure 6.1* est un exemple possible de miniaturisation pour l'ensemble des pièces du capteur. Ici, nous avons une vue de côté. Les dimensions de chacune des pièces sont données en **annexe-7.2**. Cet éventuel capteur de forme extérieure cylindrique aura un diamètre de 10 mm et une longueur totale de 42 mm. Ceci est une nette amélioration comparativement au premier prototype qui possédait un diamètre extérieur pouvant atteindre 22 mm pour le Polariseur – Positionneur et une longueur d'environ 80 mm en intégrant le connecteur de sortie.

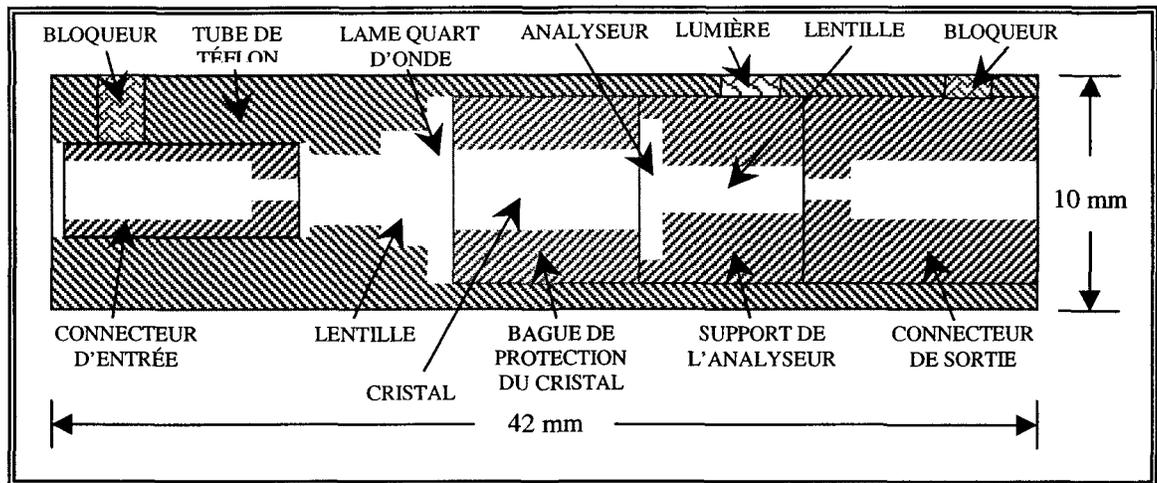


Figure 6.1 : Exemple de prototype de capteur optique de champ électrique

Nous pouvons remarquer qu'aucune pièce de positionnement intègre cet exemple de capteur. Donc, le développement de ce capteur est possible seulement si la réalisation des pièces et l'alignement des éléments optiques intégrant celui-ci sont quasi-parfaits. De plus, les connecteurs d'entrée et de sortie sont insérés dans le tube de téflon ce qui implique qu'aucun excédent vient s'ajouter à la longueur totale du capteur lui-même.

2.2 Fibre optique

2.2.1 Fibre optique d'entrée

Le type de fibre optique utilisé à l'entrée et à la sortie du capteur a une incidence déterminante sur ses performances. Dans le premier prototype de capteur optique de champ électrique, nous avons utilisé une fibre optique monomode à l'entrée. Celle-ci nous permettait d'obtenir un faisceau collimé de faible diamètre et de franchir une faible section du cristal. Mais il se trouve que la propagation d'une lumière polarisée (utilisation d'un laser polarisé) dans une fibre optique monomode induit un phénomène

que l'on nomme la dispersion des modes de polarisation. En fait, la fibre optique monomode permet une faible quantité de biréfringence c'est-à-dire que deux temps de propagation différents sont associés à deux états principaux de polarisation. Cette biréfringence est la conséquence de l'ovalité du cœur de la fibre produite par les contraintes internes lors de la fabrication de la fibre. Mais en fait, ce qui est dommageable pour notre application, c'est que cette biréfringence varie en fonction des conditions environnementales locales et qu'un polariseur à l'entrée du capteur transforme cette variation de biréfringence en variation d'intensité lumineuse ce qui affecte directement l'intensité incidente I_0 .

Dans notre exemple de miniaturisation, nous avons omis de mettre un polariseur avant la lame quart d'onde pour produire le polariseur circulaire. En fait, pour le développement du prochain capteur donné en exemple à la *figure 6.1*, l'usage d'une fibre optique à maintien de polarisation (fibre PM) en entrée rendrait caduque le besoin d'un polariseur avant la lame quart d'onde et pourrait apporter de sérieux avantages. En fait, cela maximiserait la valeur de l'intensité lumineuse puisque les pertes optiques importantes encourues par le polariseur polaroïd seraient éliminées. Or, le fait d'avoir un élément optique de qualité moyenne en moins à traverser tend à préserver l'état initial du faisceau collimé et à ne pas surcharger le système de réflexions indésirées. De plus, l'effet de la biréfringence produite par les courbures de la fibre est minimisé ; la lumière polarisée à la sortie de la fibre est dirigée directement à 45 degrés des axes principaux de la lame quart d'onde produisant un déphasage de $\pi/2$ qui est additionné au retard déjà existant dû aux courbures de la fibre. De cette façon, la biréfringence induite par les courbures de la fibre sur la lumière polarisée ne produit pas de variation

de l'intensité incidente I_0 , mais plutôt une variation de la polarisation circulaire en entrée du cristal. La variation de la polarisation circulaire en entrée du cristal est beaucoup moins dommageable que la variation de l'intensité incidente pourvue que le point de fonctionnement (voir *figure 3.3*) M_0 se trouve toujours au voisinage de la partie centrale de la zone de linéarité de la courbe de transmittance du système, qui elle, est indépendante de la valeur de la polarisation. De cette façon, les performances du nouveau capteur seraient améliorées par rapport au premier prototype.

Mais contrairement aux fibres monomodes, la dispersion des modes de polarisation dans les fibres PM peut être complètement éliminée. La forme du cœur de la fibre PM est fabriquée de façon à définir deux axes de propagation de la lumière ; l'axe lent et l'axe rapide. Ainsi une composante de la lumière polarisée se propageant selon un axe de la fibre voyage à une vitesse différente de la lumière polarisée voyageant sur l'autre axe. C'est un comportement biréfringent. Maintenant, si la lumière couplée dans la fibre PM est linéairement polarisée et orientée seulement sur l'un des deux axes de propagation, nous retrouverons à la sortie de la fibre une lumière polarisée linéairement alignée suivant cet axe, et cela même quand la fibre est sujette aux contraintes externes (voir **annexe-6**). De plus, sachant que le capteur devra évoluer à différentes valeurs de température, sa dépendance à celle-ci en raison des éléments de transmission sera complètement éliminée.

2.2.2 Fibre optique de sortie

L'utilisation d'une fibre optique plastique à la sortie du capteur avait comme seul but de faciliter le couplage de la lumière. Ce type de fibre possède généralement de grand

diamètre de cœur de l'ordre du millimètre ce qui crée évidemment une forte dispersion modale. Cette dispersion n'a pas semblé, à priori, perturber la qualité de la réponse du système. Par contre, les fibres plastiques ne sont pas optimisées pour la longueur d'onde que nous utilisons puisqu'elles atténuent la lumière de 200 dB/km pour une longueur d'onde de 632.8 nm. Nous avons 15 mètres de fibre à la sortie du capteur. Nous pouvons donc estimer une perte optique de 50% de la lumière couplée dans la fibre, ce qui est énorme.

Le remplacement de la fibre optique plastique en sortie du capteur, par une fibre optique multimode de faible atténuation pour la longueur d'onde utilisée, est justifié pour le développement du prochain capteur. Le couplage de la lumière dans une fibre multimode n'est pas un problème puisqu'elles ont un diamètre de cœur d'environ une centaine de micromètre en plus d'avoir une atténuation d'à peine quelques dB par kilomètre. Toutefois, il est possible d'augmenter l'ouverture numérique d'une fibre multimode afin d'améliorer le couplage. Dans le jargon de l'optique, c'est le « lentillage » de fibre. Le principe est simple mais demande l'utilisation d'une fusionneuse à fibre optique. En fait, en fusionnant le bout d'une fibre qui a été poli à 30 degrés comme montré sur la *figure 6.2*, celui-ci devient convexe et se comporte comme une lentille réelle. De plus, il est possible de déposer une couche anti-reflet pour augmenter la transmission de la lumière.

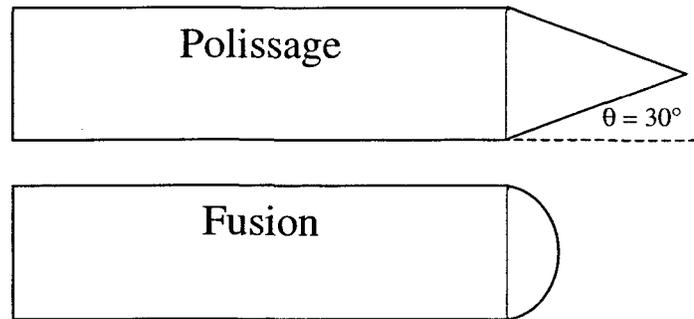


Figure 6.2 : Lentillage de fibre

2.2.3 Connecteur pour les fibres optiques

Les connecteurs pour la fibre d'entrée et de sortie ont l'allure de ceux sur la *figure 6.1*. Une partie de la fibre est dégainée et la portion de la fibre encore câblée vient s'appuyer au coude à l'intérieur du connecteur. La fibre est fixée ainsi avec de la colle de résine d'époxyde thermoconductrice. Il serait très intéressant de pouvoir fabriquer les connecteurs en céramique. La céramique augmenterait assurément la stabilité du système sans pour autant augmenter la perturbation du champ puisque sa permittivité demeure tout de même assez faible.

Après de nombreuses recherches infructueuses sur l'existence de connecteur ou de férule pour les fibres optiques monomodes ou à maintien de polarisation, nous avons finalement trouvé un fabricant. Le NTT Photonics Laboratories qui fabrique ce type de composants [37]. Ils ont développé un processus de moulage précis désigné pour réaliser des composants de plastique avec une précision au dixième de micromètre pour des applications utilisant des fibres monomodes pour la communication optique. Ainsi,

ce fabricant a réussi à produire des férules de plastique avec une grande résistance thermique remplaçant la célèbre férule de zirconium.

3. Conclusion

Un effort important devra être mis vers la miniaturisation du capteur. C'est cette caractéristique du capteur qui nous permettra à priori de mesurer très localement la valeur du champ électrique. L'exemple de miniaturisation présenté ici mise sur la qualité de fabrication des pièces de support pour effectuer un alignement optique de bonne qualité nous permettant d'optimiser le budget optique dont dépend la sensibilité du capteur. Donc, ceci ne se fera pas sans un connecteur à l'entrée extrêmement fin nous assurant la propagation du faisceau lumineux suivant l'axe longitudinal du capteur. De plus, les faces du cristal E/O devront être strictement parallèles afin de ne pas dévier le faisceau lumineux. Par conséquent, la qualité du couplage de la lumière dans la fibre de sortie dépendra de ces deux éléments qui affecteront directement l'intensité incidente I_0 . Par conséquent, le « lentillage » de la fibre optique de sortie pourrait s'avérer un élément essentiel dans la fabrication du prochain capteur optique de champ électrique.

D'autres améliorations à apporter au capteur concernent les fibres optiques. L'usage d'une fibre PM à l'entrée du capteur éliminera les variations de l'intensité incidente I_0 produites par les contraintes environnementales et rendra caduque le polariseur précédent la lame quart d'onde. Par contre, il faudra s'assurer que la fibre PM possède une longueur de battement autour de 2mm à 632nm. De plus, par le choix d'une fibre multimode à la sortie du capteur optimisée à la longueur d'utilisation, les pertes de transmission seront minimisées augmentant du coup la valeur de l'intensité incidente I_0 .

Conclusion

Durant cette étude, nous avons contribué efficacement au développement du capteur optique de fort champ électrique à basse fréquence. Effectivement, la méthode de mesure utilisée, c'est-à-dire l'effet Pockels jumelé au montage statique à polarisation circulaire, a été validée. La meilleure configuration offerte par le niobate de lithium a pu être mise en évidence. Ainsi, nous avons opté pour la configuration appliquant un champ électrique quelconque dans le plan X-Y du LiNbO_3 . Cette configuration facilite l'utilisation du capteur dans n'importe quelle distribution de champ électrique en plus de minimiser l'effet thermo-optique. De plus, nous avons montré que la permittivité et le diamètre de la bague de protection influence la valeur du champ électrique à l'intérieur du cristal. Par conséquent, de plus grands efforts pourront être mis de ce côté pour améliorer les performances du capteur et de la même façon, minimiser les perturbations que celui-ci provoquera sur le milieu à considérer.

Les essais ont permis de confirmer positivement le comportement du capteur face à différentes distributions de champ électrique. Pour la configuration avec les électrodes planes parallèles, la zone de linéarité du capteur s'étend jusqu'à une valeur de 19 kV/cm. Pour celle avec le conducteur, elle s'étend jusqu'à une valeur de 23 kV/cm. Par contre, l'état actuel du capteur n'a pu nous permettre d'atteindre la limite de ces zones de linéarité puisque des phénomènes de décharge surviennent pour des valeurs s'approchant de 7 à 9 kV/cm. Par conséquent, des efforts devront être mis vers la

miniaturisation du capteur et chacune des pièces de celui-ci devront être chanfreinées afin de réduire les perturbations du champ électrique à mesurer. Finalement, le remplacement des fibres optiques du système actuel par des fibres adéquates améliorera la sensibilité du capteur en plus de réduire sa forte dépendance en température.

ANNEXE 1

CARACTÉRISTIQUES DU NIOBATE DE

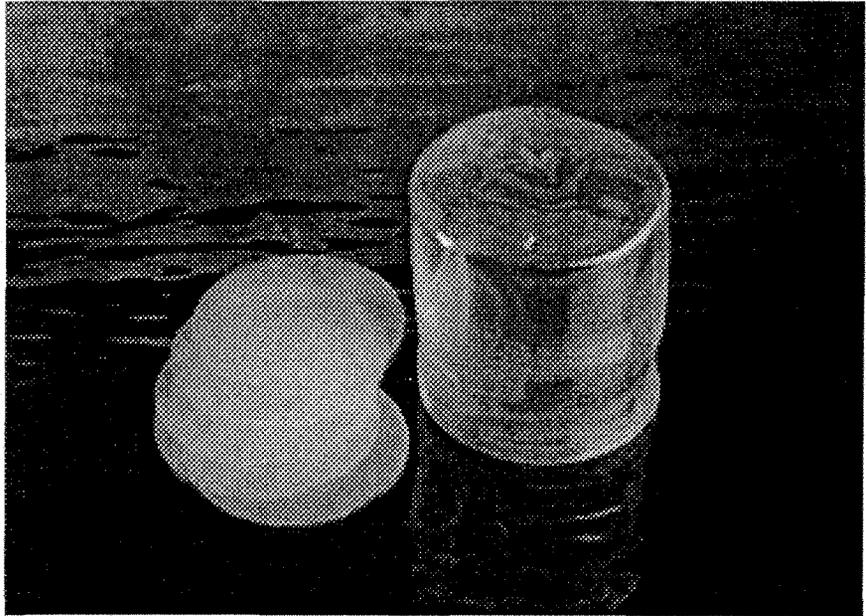
LITHIUM

Lithium Niobate

optical crystals

Lithium niobate is one of the most versatile and well-developed active optical materials. The crystal finds wide application in electro-optics, acousto-optics, nonlinear optics and guided-wave optics. Fundamental properties making lithium niobate suitable for such uses include a wide transparency range, high electro-optic and nonlinear optic coefficients, very high electro-mechanical coupling coefficients, and chemical and mechanical stability.

Crystal Technology is the world's leading producer of lithium niobate, manufacturing over 70 tons of the material each year. Over twenty-five years of experience and extensive research efforts have resulted in crystal growth and fabrication processes enabling large crystals of unequalled uniformity, both within individual crystals and from one crystal to the next.



SPECIFICATIONS

Following are typical specifications for fabricated crystals of congruent composition lithium niobate. Additional specifications or special tolerances can be quoted on request.

Size	Linear dimensions up to 100 mm
Compositional Uniformity	48.38 ± 0.01 mol% Li_2O
Curie Temperature	$1142.3 \pm 0.7^\circ\text{C}$
Dimension	± 0.25 mm
Axes Orientation	± 30 arc minutes
Optical Surface Finish	10/5 scratch/dig per MIL-O-13830A (uncoated) 20/10 scratch/dig (coated)
Wavefront Distortion	$< \lambda/4/\text{cm}$ @ 633 nm
Absorption Loss	$< 0.15\%/\text{cm}$ @ $1.06 \mu\text{m}$
Anti-reflection Coating	$< 0.3\%/\text{surface}$
Clear Aperture	80% of central area



Crystal Technology, Inc.
An EPCOS Company

This data sheet is issued to provide outline information only and Crystal Technology, Inc. reserves the right to alter without notice the specifications, design, price or conditions of supply of this product. DC-12 8/99

PHYSICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF LITHIUM NIOBATE

There exists an abundance of published physical property data on lithium niobate, much of it inconsistent. The following data comprise reports of varying validity of measured properties of congruent composition material. For information on additional property data, consult the reviews referenced below.

Congruent Composition	48.38 mol% Li ₂ O
Congruent Melting Point	1250°C (approximate)
Curie Temperature	1142.3 ± 0.7°C
Point Group	3m
Space Group	R3c
Lattice Constants (hexagonal)	a _H = 5.151 Å c _H = 13.866 Å
Density	4.65 g/cm ³
Mechanical Hardness	5 (Mohs)
Specific Heat (@ 25°C)	0.15 cal/g/°C
Thermal Conductivity (@ 25°C)	10 ⁻² cal/cm·sec·°C
Thermal Expansion (@ 25°C)	α _a = 15 × 10 ⁻⁶ /°C α _c = 7.5 × 10 ⁻⁶ /°C
Optical Transmission (1 cm length)	UV cutoff (1/e): 340 nm IR cutoff (1/e): 4600 nm

Dielectric Constants (@ 25°C)

unclamped (ν < 500 kHz):	ε ₁₁ = 85	ε ₃₃ = 28.7
clamped (ν > 10 MHz):	ε ₁₁ = 44	ε ₃₃ = 27.9

Electro-optic Coefficients (pm/V @ 633 nm)

	r ₁₃	r ₂₂	r ₃₃	r ₅₁	r ₂
unclamped:	10	7	33	33	18
clamped:	9	3	31	28	19

Nonlinear Optical Coefficients (pm/V @ 1.06 μm)

$$d_{22} = 3 \quad d_{31} = -5 \quad d_{33} = -33$$

Pyroelectric Coefficient (@ 25°C)

$$-8.3 \times 10^{-5} \text{C}/\text{m}^2$$

Piezoelectric Strain Coefficients (@ 25°C × 10⁻¹² C/N)

$$d_{15} = 69.2 \quad d_{31} = -0.85$$

$$d_{22} = 20.8 \quad d_{33} = 6.0$$

Elastic Stiffness Coefficients (constant field @ 25°C in 10¹¹ N/m²)

$$C_{11} = 2.030 \quad C_{14} = 0.085 \quad C_{44} = 0.595$$

$$C_{12} = 0.573 \quad C_{33} = 2.424 \quad C_{66} = 0.728$$

$$C_{13} = 0.752$$

CALCULATED INDICES OF REFRACTION
AT ROOM TEMPERATURE

Wavelength (μm)	n _e	n _o
1150.0	2.1519	2.2225
1060.0	2.1561	2.2323
840.0	2.1719	2.2507
693.4	2.1909	2.2726
632.8	2.2028	2.2866
530.0	2.2355	2.3247
514.5	2.2422	2.3326
501.7	2.2486	2.3401
496.5	2.2514	2.3434
488.0	2.2561	2.3489
476.5	2.2627	2.3568
472.7	2.2652	2.3597
465.8	2.2699	2.3653
457.9	2.2760	2.3725
441.6	2.2887	2.3875

PARAMETERS FOR THE TEMPERATURE
DEPENDENT SELLMIEER EQUATION

Parameter	n _e	n _o
A ₁	4.582	4.9048
A ₂	9.921 × 10 ⁴	1.1775 × 10 ⁵
A ₃	2.109 × 10 ²	2.1802 × 10 ²
A ₄	2.194 × 10 ⁻⁸	2.7153 × 10 ⁻⁸
B ₁	5.2716 × 10 ⁻²	2.2314 × 10 ⁻²
B ₂	-4.9143 × 10 ⁻⁵	-2.9671 × 10 ⁻⁵
B ₃	2.2971 × 10 ⁻⁷	2.1429 × 10 ⁻⁸

$$n^2 = A_1 + \frac{A_2 + B_1 F}{\lambda^2 - (A_3 + B_2 F)^2} + B_3 F - A_4 \lambda^2$$

F = (T - 24.5)/(T + 570.5)
T given in °C
λ given in nm

REVIEWS OF LITHIUM NIOBATE PROPERTY DATA

- Properties of Lithium Niobate, EMIS Data Reviews Series No. 5 (INSPEC, London, 1989).
- R. S. Weis and T. K. Gaylord, "Lithium Niobate: Summary of Physical Properties and Crystal Structure," *Applied Physics A* 37 (1985) pp. 191-203.
- A. Rauber, "Chemistry and Physics of Lithium Niobate," in *Current Topics in Materials Science*, vol. 1, Ed E. Kaldis (North-Holland, Amsterdam, 1978) pp. 481-601.
- Landolt-Bornstein, "Numerical data and functional relationships in science and technology," New Series, vol. III/16 and III/28a.

ANNEXE 2

DESCRIPTION DU PROGRAMME

DÉVELOPPÉ SOUS LABVIEW

Le développement d'un système d'acquisition de donnée a été essentiel pour la fabrication du capteur lui-même. En fait, ce système nous a facilité la tâche en ce qui concerne le positionnement et l'alignement des éléments optiques du système. Le système a pu nous fournir l'information au sujet de l'état de la polarisation de la lumière et aussi sur l'intensité incidente I_0 . Finalement, pendant la période d'essais avec le capteur optique de champ électrique, le système nous a permis de faire l'acquisition du signal et ainsi faire l'enregistrement des données.

Le système d'acquisition de donnée a été développé à partir du logiciel de programmation graphique Labview 5.0. L'acquisition du signal se fait à partir d'un multimètre Keithley 2000 directement connecté à un interface GPIB. Du fait que nous nous intéressions à visualiser directement le signal sur l'écran en temps réel, ce dispositif a donc une fréquence d'acquisition très peu élevée qui se limite à 5 échantillons par seconde. Mais c'est suffisant pour l'utilisation qui en est faite.

Le programme a été développé dans le but de :

1. Acquisitionner le signal provenant du capteur.
2. Mesurer l'état de la polarisation et de l'intensité incidente I_0 .

La face-avant peut avoir deux présentations différentes. Les deux figures suivantes nous les présentent.

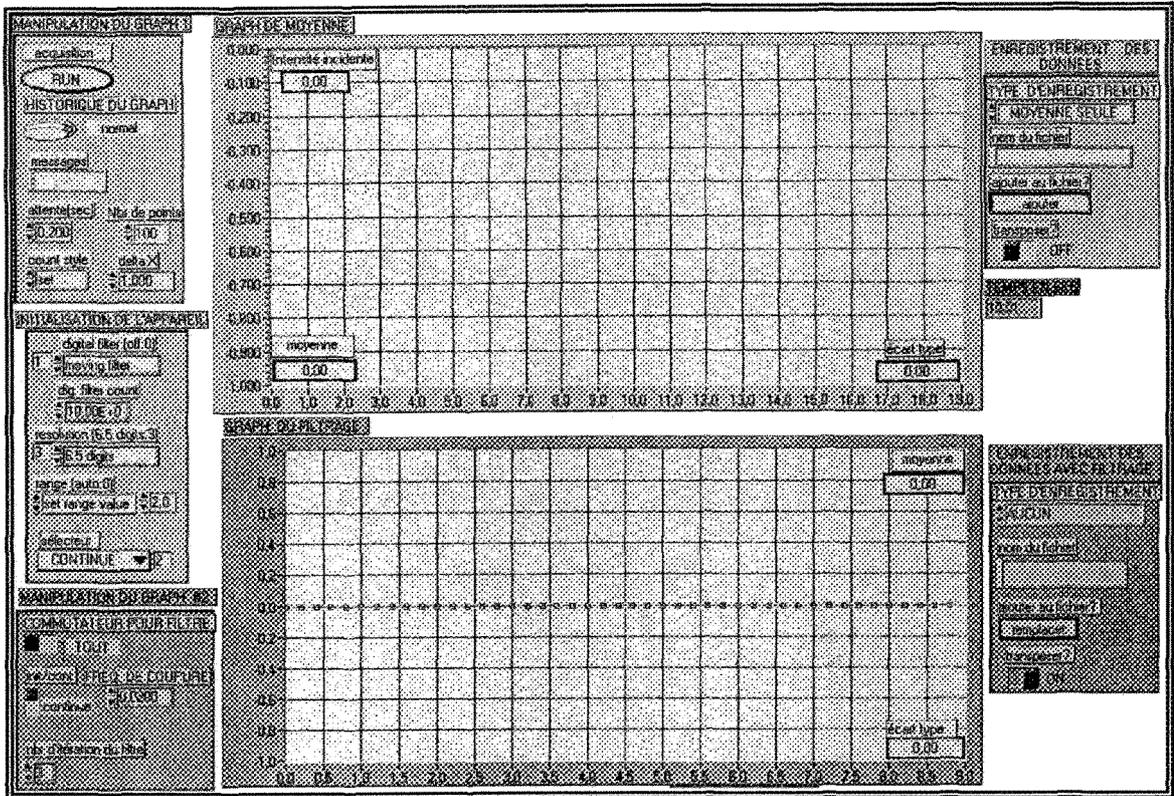


figure 1 : Face-avant #1 « acquisition du signal »

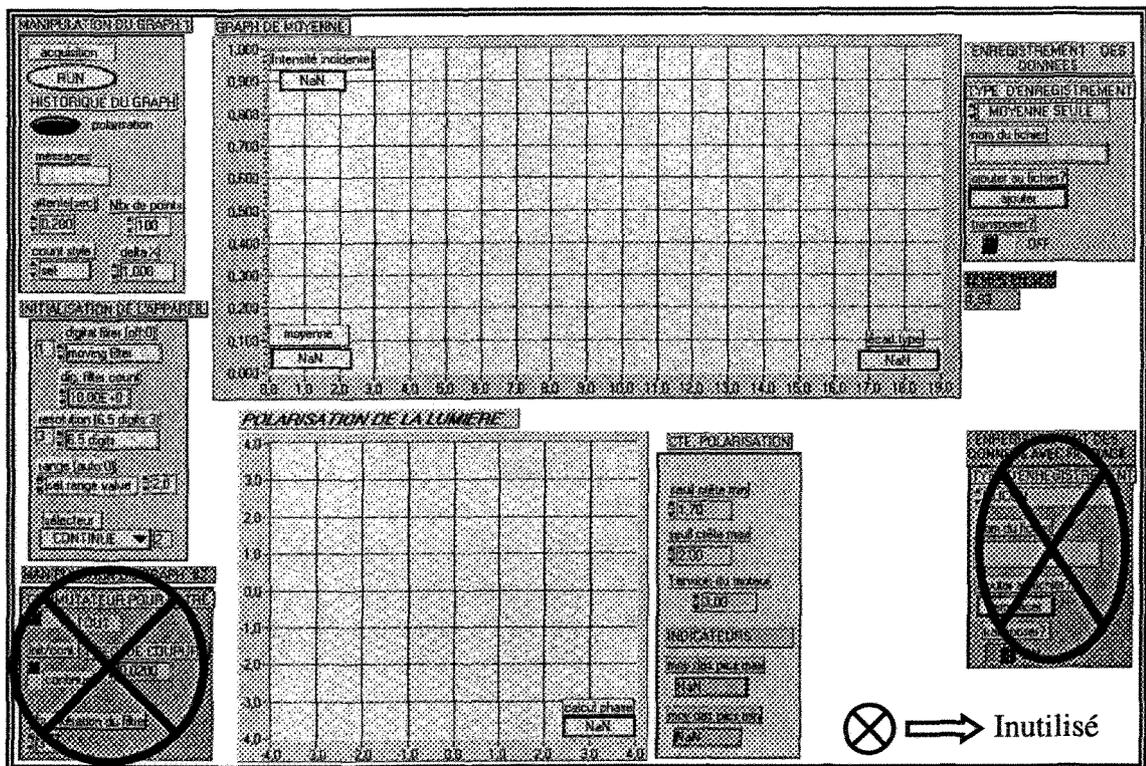


figure 2 : Face-avant #2 « analyse de la polarisation et de I_0 »

Ces deux faces-avant se divisent en plusieurs parties qui servent à déterminer les paramètres d'acquisition et à afficher les résultats :

Face-avant #1 :

- ✓ Initialisation de l'appareil
- ✓ Manipulation du graph #1
- ✓ Graphe de moyenne
- ✓ Enregistrement des données
- ✓ Manipulation du graph #2
- ✓ Graphe de filtrage
- ✓ Enregistrement des données avec filtrage

Face-avant #2 :

- ✓ Initialisation de l'appareil
- ✓ Manipulation du graph #1
- ✓ Graphe de moyenne
- ✓ Enregistrement des données
- ✓ Cte. Polarisation
- ✓ Polarisation de la lumière

Nous allons tout d'abord débiter par l'explication des parties communes aux deux faces-avant. Mais ici, nous ne donnerons pas une explication exhaustive de la programmation. Notre but est de faire une description utile afin qu'une autre personne puisse utiliser le même programme.

1. Explication des parties communes

1.1 Initialisation de l'appareil

Puisque l'acquisition se fait à partir d'un multimètre Keithley 2000, il est nécessaire de le configurer avant de commencer une acquisition. Ceci doit se faire à partir du

programme. La partie « INITIALISATION DE L'APPAREIL » s'occupe donc de configurer les paramètres importants de l'appareil qui pourront nous servir.

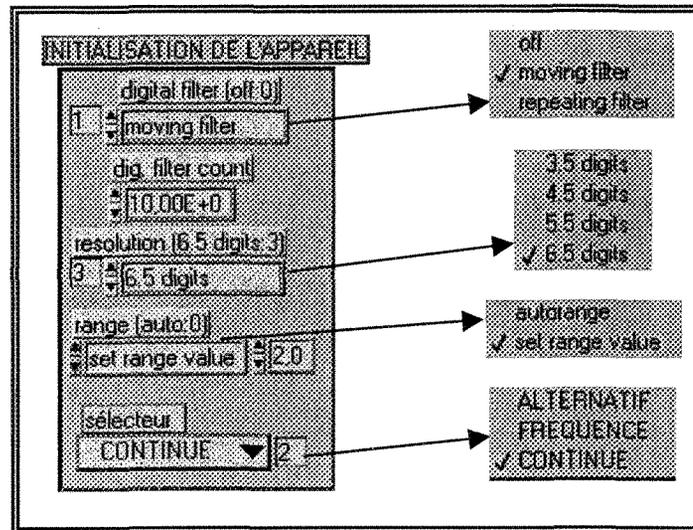


Figure 3 : Initialisation de l'appareil

Digital filter : Cette commande permet de choisir à partir du menu déroulant le type de filtre du multimètre. Nous avons le choix entre un filtre mouvant (*moving filter*), un filtre répétitif (*repeating filter*) ou tout simplement le choix de ne pas utiliser cette fonction du multimètre (*off*).

Dig. Filter count : Si nous avons choisi d'utiliser un type de filtre quelconque, il nous faut définir le nombre de mesure désirée.

Resolution : Cette commande permet de choisir à partir du menu déroulant le nombre de chiffre après la virgule qu'aura la mesure affichée sur le multimètre.

Range : Cette commande permet de sélectionner à partir du menu déroulant l'intervalle de mesure du multimètre. Si nous utilisons l'option *set range value*, nous pouvons indiquer l'intervalle désiré sur la petite commande tout juste à droite.

Sélecteur : Cette commande permet de sélectionner à partir du menu déroulant le type de signal que nous désirons observer. Nous avons le choix entre un signal ALTERNATIF, un signal CONTINUE ou si nous désirons connaître la FREQUENCE du signal qui est à mesurer. Si nous choisissons un signal alternatif, nous devons alors configurer manuellement la vitesse d'acquisition intrinsèque du multimètre à

« medium ». Aucun de ces paramètres ne peut être modifié pendant que l'acquisition est en cours.

1.2 Manipulation du graph #1

Maintenant que la configuration de l'appareil est prête, la partie « MANIPULATION DU GRAPH 1 » nous permettra de déterminer les paramètres d'acquisition. Ainsi, c'est dans cette partie que nous pourrons déterminer quel type d'acquisition nous voulons effectuer (acquisition du signal ou analyse de polarisation), la fréquence d'échantillonnage et le nombre de point à acquérir.

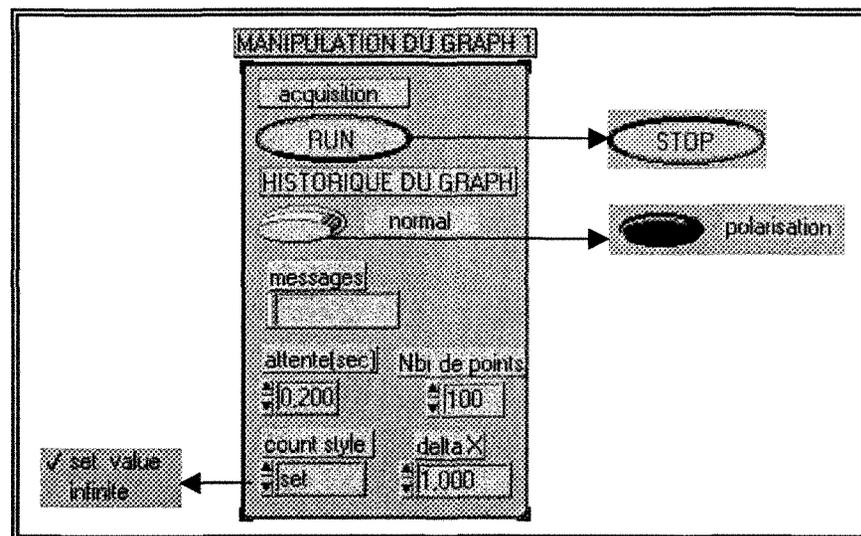


Figure 4 : Manipulation du graph 1

Historique du graph : Cette commande nous permet de choisir le type d'acquisition que nous voulons effectuer. Le mode *normal* nous permet de faire une acquisition du signal (face-avant #1), tandis que le mode *polarisation* nous permet de faire l'analyse de la polarisation (face-avant#2).

Messages : Si une erreur survient dans le programme, elle sera affichée dans cet indicateur.

Attente : Cette commande détermine la période de l'échantillonnage.

Count style : Cette commande détermine si nous voulons faire un nombre indéterminé d'acquisition (*infinite*) ou un nombre fini (*set value*).

Nbr de points : Cette commande détermine le nombre d'acquisition que nous voulons effectuer si nous avons choisi un nombre fini de points.

Delta X : Cette commande déterminera l'intervalle sur le GRAPH DE MOYENNE entre chacune des acquisitions. Si la valeur affichée est de 1, l'intervalle entre chacune des acquisitions sera la période de l'échantillonnage.

Acquisition : Cette commande permet de stopper en tout temps le programme en toute sécurité et permet au reste de la programmation de poursuivre ses calculs.

1.3 Graph de moyenne

Notre programme a été réalisé dans le but de pouvoir visualiser en temps réel le signal provenant de notre montage expérimental ou du capteur lui-même. Ainsi, ce signal est affiché directement sur ce graphique. Pendant l'acquisition, il sera nommé « GRAPH EN TEMPS RÉEL », par la suite après l'acquisition, il se nommera « GRAPH DE MOYENNE ».

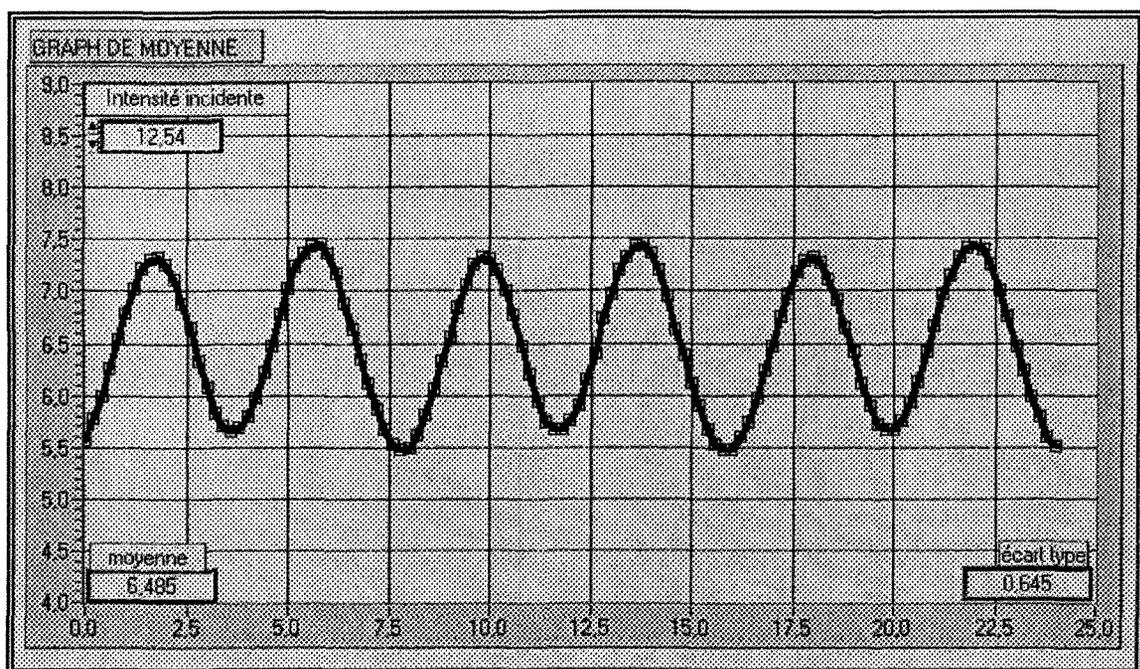


Figure 5 : Graph de moyenne

Moyenne : Cet indicateur nous affiche la moyenne des points composant le signal.

Écart type : Cet indicateur nous affiche l'écart type des points composant le signal.

Intensité incidente : Cet indicateur est utile seulement pour l'analyse de la polarisation pour afficher la valeur de l'intensité incidente. L'intensité incidente I_0 est égale à deux fois la valeur moyenne. Ainsi, lorsque nous effectuons une analyse de la polarisation, le premier minimum et le dernier minimum obtenus sur le graph en temps réel sont détectés. Tous les points avant le premier minimum et tous les points après le dernier minimum sont par la suite supprimés et ils ne sont pas affichés sur le graph de moyenne comme montré sur la *figure 5*. Nous ferons une explication plus exhaustive de ce procédé dans la partie analyse de la polarisation.

1.4 Enregistrement des données

Il est possible à partir du programme d'enregistrer les différentes informations qui nous intéressent.

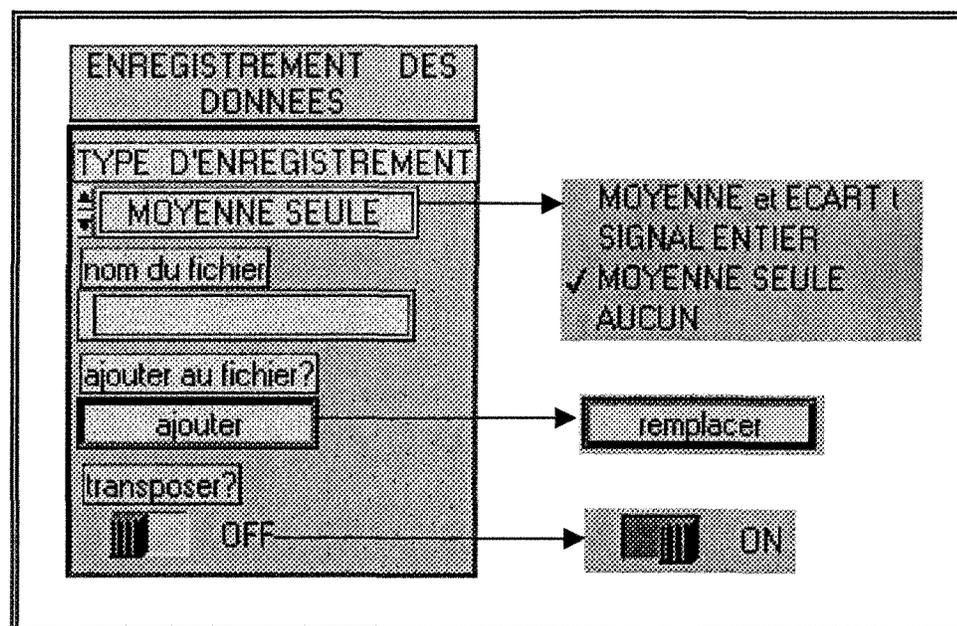


Figure 6 : Enregistrement des données

Type d'enregistrement : Ce menu déroulant nous permet de choisir l'information que nous voulons enregistrer. Nous pouvons enregistrer la moyenne et l'écart type du signal, le signal entier, la moyenne seule ou faire aucun enregistrement.

Nom du fichier : C'est dans cette commande que l'on inscrit le nom du fichier où l'on veut enregistrer les données. Les données sont enregistrées avec l'extension « *dat* » et la racine du fichier est « *C : \MANIP_CHAMP* ».

Ajouter au fichier ? : Cette commande permet d'ajouter des données dans un fichier déjà existant ou de les remplacer par celles de la prochaine acquisition.

Transposer ? : Permet de choisir la disposition des données dans le fichier.

2. Face-avant #1

La face-avant #1 est utile lorsque nous voulons effectuer des mesures avec le capteur optique de champ électrique ou tout simplement avec le montage expérimental. Un filtre numérique de type Butterworth a été ajouté au programme. Par contre, le signal filtré peut être affiché seulement après la fin de l'acquisition. Afin de maximiser les performances du filtre, le signal non filtré traverse à plusieurs reprises le filtre afin que celui-ci s'adapte au niveau du signal (le signal peut contenir trop peu de point pour que le filtre puisse être efficace).

2.1 Manipulation du graph #2

Cette partie nous permettra de déterminer les paramètres du filtre.

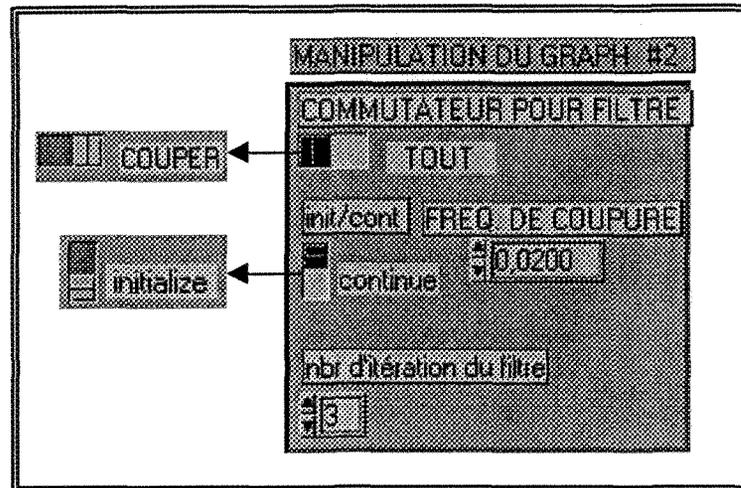


Figure 7 : Manipulation du filtre de Butterworth

Commutateur pour filtre : Cette commande facultative nous permet d'afficher tout le signal filtré (TOUT) ou simplement la partie du signal qui intègre son propre écart type (COUPER).

Freq. de coupure : Cette commande permet de choisir la fréquence de coupure de notre filtre passe-bas.

Init/cont : Cette commande nous permet de réinitialiser le filtre ou pas. Lorsque nous réinitialisons le filtre, un plus grand nombre de points doit être obtenu afin que celui-ci s'adapte au niveau du signal.

Nbr d'itération du filtre : Afin de minimiser le nombre de points à obtenir pour que le filtre s'adapte au niveau du signal, une boucle a été créée afin que le signal franchisse à plusieurs reprises le filtre. Donc, cette commande permet de déterminer le nombre d'itération.

2.2 Enregistrement des données avec filtrage

Il est possible à partir du programme d'enregistrer les différentes informations filtrées qui nous intéressent. Puisque cette partie fonctionne de la même façon que la section 1.4 de cette annexe, vous pouvez vous y référer afin de connaître son mode de fonctionnement.

3. Face-avant #2

3.1 Explication du fonctionnement

La face-avant #2 est très utile lorsque nous désirons connaître l'état de polarisation de la lumière dans des conditions spécifiques. Il y a deux circonstances où nous sommes intéressés à connaître le déphasage entre les composantes orthogonales de la lumière polarisée :

1. à la sortie de la lame quart d'onde.
2. à la sortie du cristal.

Il est important de connaître le déphasage à la sortie de la lame quart d'onde afin de pouvoir retrouver ce même déphasage à la sortie du cristal E/O sans champ électrique. Ainsi, ce programme nous permettra d'aligner la direction du faisceau lumineux par rapport à l'axe optique du cristal connaissant la polarisation à la sortie de la lame quart d'onde.

L'équation ci-dessous représente l'intensité lumineuse à la sortie d'un système composé de deux polariseurs et d'un élément central correspondant ici à la lame quart d'onde.

$$I = I_0 \cdot [\cos(\alpha + \beta)]^2 + \sin(2\alpha) \cdot \sin(2\beta) \cdot \left[\cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \right]^2$$

- où
- I : Intensité lumineuse après le polariseur de sortie ;
 - I_0 : Intensité incidente (axes des éléments alignés) ;
 - α : Angle entre le polariseur d'entrée et l'axe lent de la lame quart d'onde ;
 - β : Angle entre le polariseur de sortie et l'axe lent de la lame quart d'onde ;
 - ϕ : Déphasage produit par la lame quart d'onde.

La technique est simple. Le polariseur de sortie est tourné sur N tours à vitesse constante à l'aide d'un moteur en relevant simultanément le signal pour obtenir les valeurs des pics, la valeur des nœuds et la moyenne du signal. Par la suite, à la fin de la période d'acquisition, le premier minimum et le dernier minimum obtenus sur le « graph » en temps réel sont détectés. Tous les points avant le premier minimum et tous les points après le dernier minimum sont par la suite supprimés et ils ne sont pas affichés sur le « graph » de moyenne comme montré sur la *figure 5*. Connaissant la valeur moyenne du signal I_{MOY} , la moyenne des pics maximums $I_{PICS-MOY}$, la moyenne des pics minimum $I_{NOEUDS-MOY}$ nous sommes en mesure de calculer le déphasage.

En effet, dans l'équation ci-dessus, nous supposons que $\alpha = \pi/4$ puisqu'il faut que le polariseur d'entrée soit placé à $\pi/4$ des axes de la lame quart d'onde pour produire une polarisation circulaire. Par la suite, nous calculons l'intensité incidente I_0 en prenant la valeur moyenne du signal et en multipliant par 2.

$$I_0 = I_{MOY} * 2$$

L'équation nous prédit que si l'angle du polariseur de sortie est parallèle au polariseur d'entrée, $\beta = \pi/4$, nous aurons une intensité I maximale à la sortie. Alors l'équation se simplifie et devient :

$$\frac{I_{MAX}}{I_0} = \frac{I_{MOY} + \Delta/2}{I_0} = \left[\cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \right]^2$$

L'intensité maximale est sur le « graph » de moyenne une valeur pic. Pour réduire l'incertitude sur les valeurs pics provenant du polariseur en rotation, l'intensité maximale sera égale à :

$$I_{MAX} = I_{MOY} + \frac{\Delta I}{2} \quad \text{où}$$

$$\Delta I = I_{PICS-MOY} - I_{NOEUDS-MOY}$$

Par conséquent, ce qui nous donne pour le déphasage produit par la lame quart d'onde :

$$\phi = 2 \cdot \arccos \left(\sqrt{\frac{I_{MAX}}{I_0}} \right)$$

Lorsque la valeur du déphasage produit par la lame quart d'onde est connu, nous pouvons aligner la direction du faisceau lumineux par rapport à l'axe optique du cristal en répétant les étapes ci-dessus.

3.2 Polarisation de la lumière

Pour faire l'analyse de la polarisation, nous nous positionnons dans un premier temps sur la face-avant #2. Ceci est fait en se mettant sur le mode *polarisation* de la touche « HISTORIQUE DU GRAPH ». Il est essentiel d'exécuter le programme et de l'arrêter simultanément afin de faire apparaître le graphique « *POLARISATION DE LA LUMIÈRE* » et les touches de contrôle « CTE. POLARISATION » comme vu à la *figure 8*. Le graphique nous présentera une reconstruction visuelle approximative de l'état de polarisation de la lumière tandis que les touches de contrôle nous permettrons de détecter les pics et les nœuds du signal.

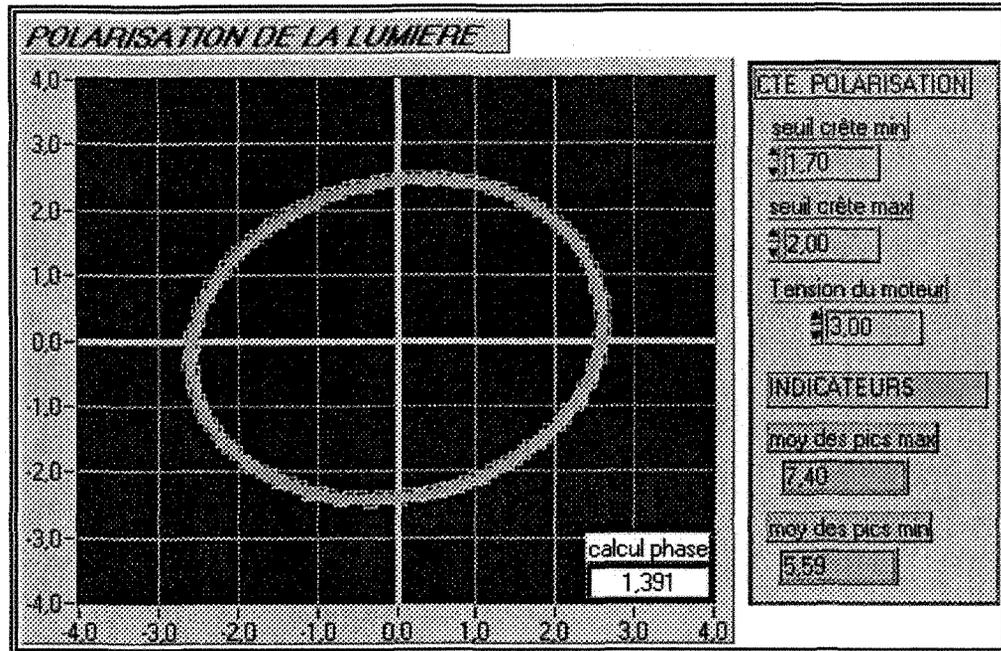


Figure 8 : Polarisation de la lumière

Sur le graphique :

calcul phase : Cet indicateur nous présente la valeur du déphasage produit par la lame quart d'onde. Il est exprimé en radian.

Les touches de contrôle « CTE. POLARISATION » :

Seuil crête min : Cette commande nous sert à la détection des nœuds du signal. La valeur que nous y indiquons est la valeur maximale à partir de laquelle les valeurs minimales du signal (nœuds) pourront être détectées.

Seuil crête max : Cette commande nous sert à la détection des pics du signal. La valeur que nous y indiquons est la valeur minimale à partir de laquelle les valeurs maximales du signal (pics) pourront être détectées.

Tension du moteur : Cette commande a un rôle très important. En fonction de la valeur que nous y indiquons, le programme déterminera le nombre de points au début et à la fin du signal qu'il pourra analyser afin de trouver le premier et le dernier minimum pour ainsi supprimer les points superflus. Cette valeur devra être autour de 3 comme

indiquée sur la *figure 8* et dépendra de la vitesse de rotation du polariseur de sortie. Plusieurs essais peuvent être nécessaires afin de trouver la valeur exacte. Pour bien réussir l'analyse, il est préférable d'exécuter le programme juste avant que le polariseur de sortie soit sur un nœud.

Moy des pics max: Cet indicateur nous présente la moyenne des pics obtenus.

Moy des pics min: Cet indicateur nous présente la moyenne des nœuds obtenus.

Pour faire une analyse précise finale, il peut être essentiel d'exécuter à plusieurs reprises le programme afin d'ajuster les touches de contrôle. Lorsque l'opération est réussie, l'intensité incidente I_0 qui nous est présentée sur le « GRAPH DE MOYENNE » doit être notée.

ANNEXE 3

DISTRIBUTION DU CHAMP ÉLECTRIQUE

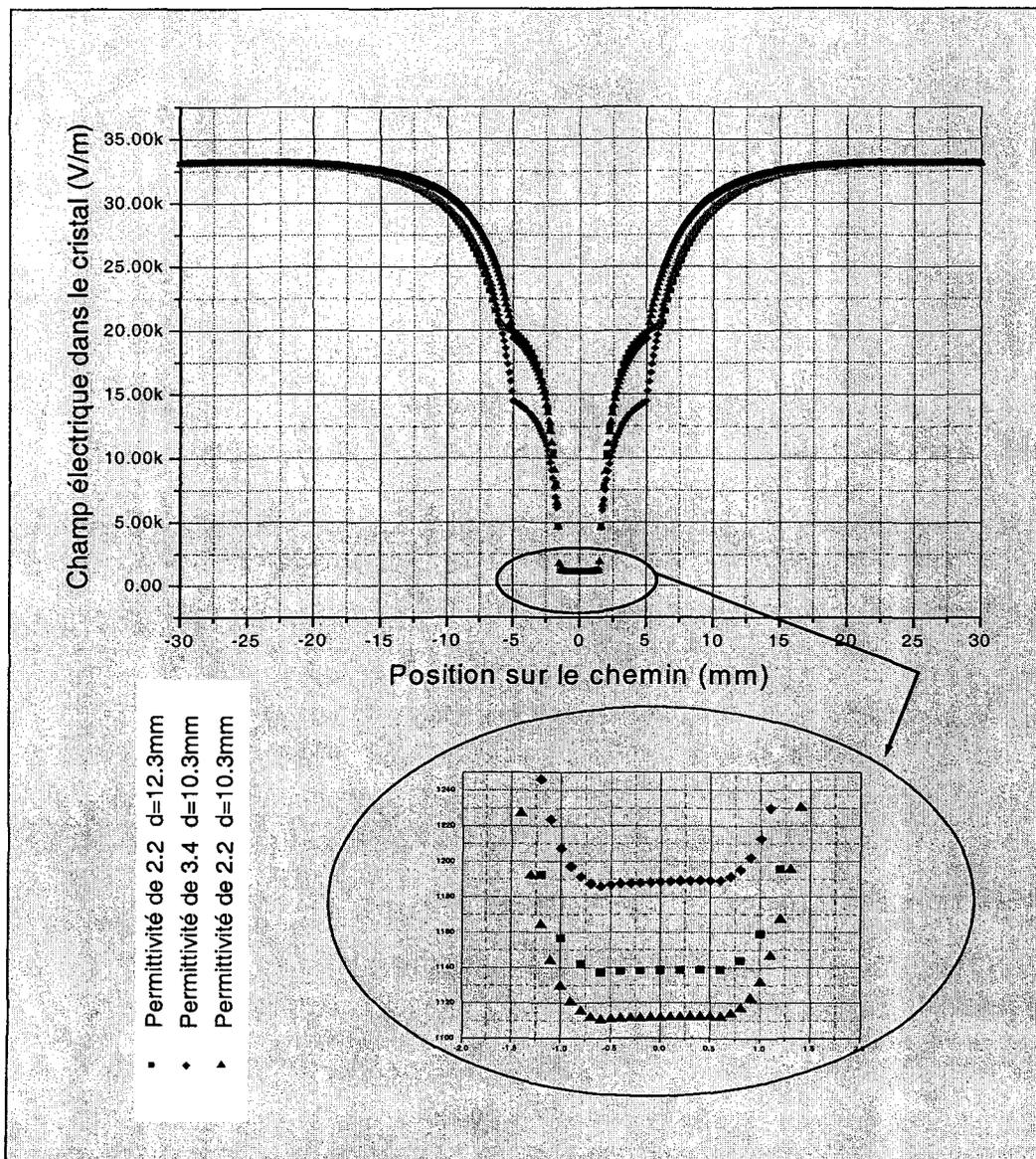
DANS LE CRISTAL

ET

FIGURE DE MODÉLISATION

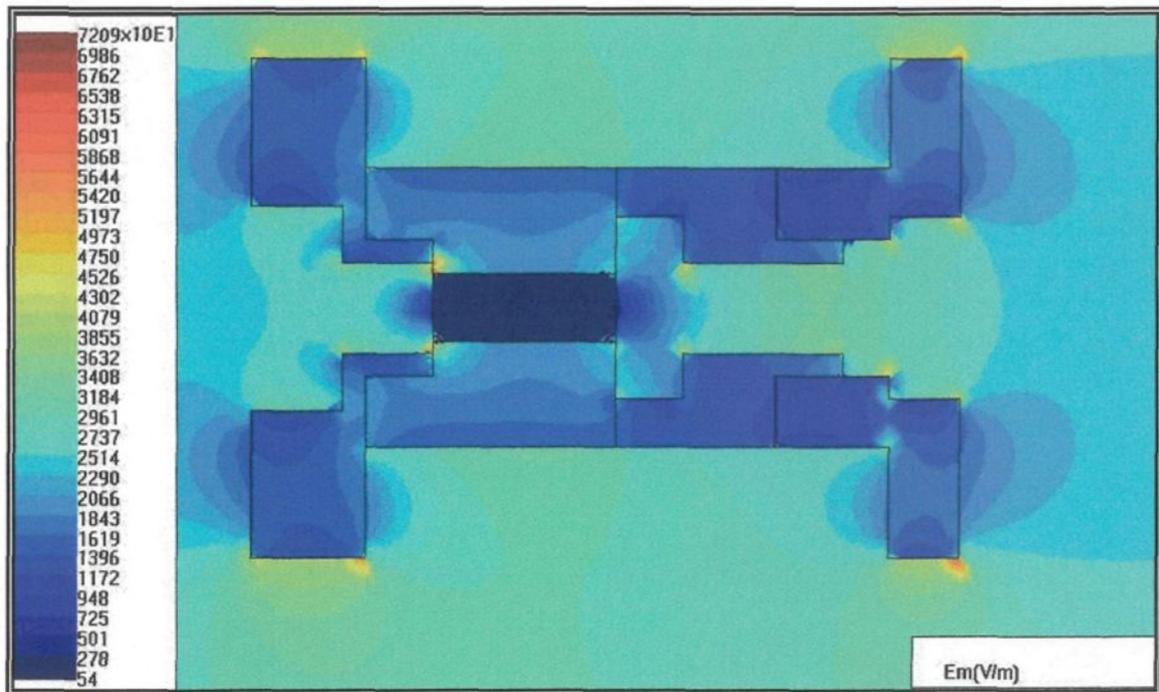
3.1 Distribution du champ électrique dans le cristal

La figure suivante représente des résultats obtenus à partir de la modélisation avec le logiciel Lorentz 2-D. Elle présente la distribution du champ électrique dans le cristal en fonction de la position sur le chemin comme montré sur la *figure 3.20*. Il s'agit de la modélisation dans la configuration du champ électrique produite par les électrodes planes parallèles distances de 3cm avec une tension appliquée de un kV avec le cristal de section octogonale pour différents types de bague de protection. Donc, cette figure nous permet de bien visualiser l'amplitude de la perturbation du champ électrique produit par la présence du cristal et de sa bague de protection.



3.2 Figure de modélisation

La figure suivante a été obtenue à partir de la modélisation effectuée avec le logiciel Lorentz 2D dans la configuration de champ électrique avec les électrodes planes parallèles. La figure nous permet de visualiser les perturbations du champ électrique local dues à la présence du Positionneur – Polariseur, de la bague de protection du cristal, du cristal, du tube de téflon, du support de l'analyseur et du Positionneur. La distance entre les électrodes est de 30 mm pour une tension appliquée de 1kV. Les électrodes sont placées par rapport au capteur comme sur la *figure 5.5*.



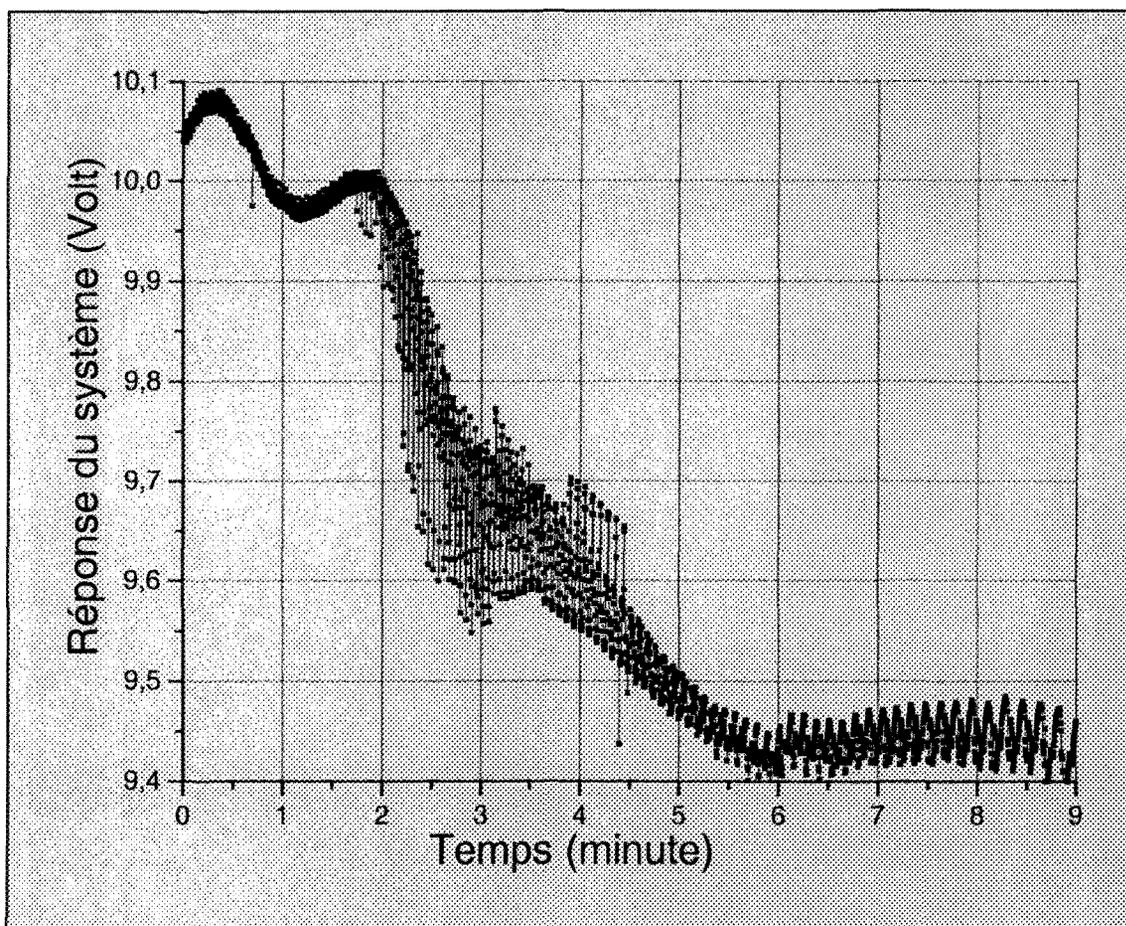
ANNEXE 4

GÉNÉRALITÉS SUR LES PARAMÈTRES

DU CAPTEUR

4.1 Courbe de réchauffement du laser

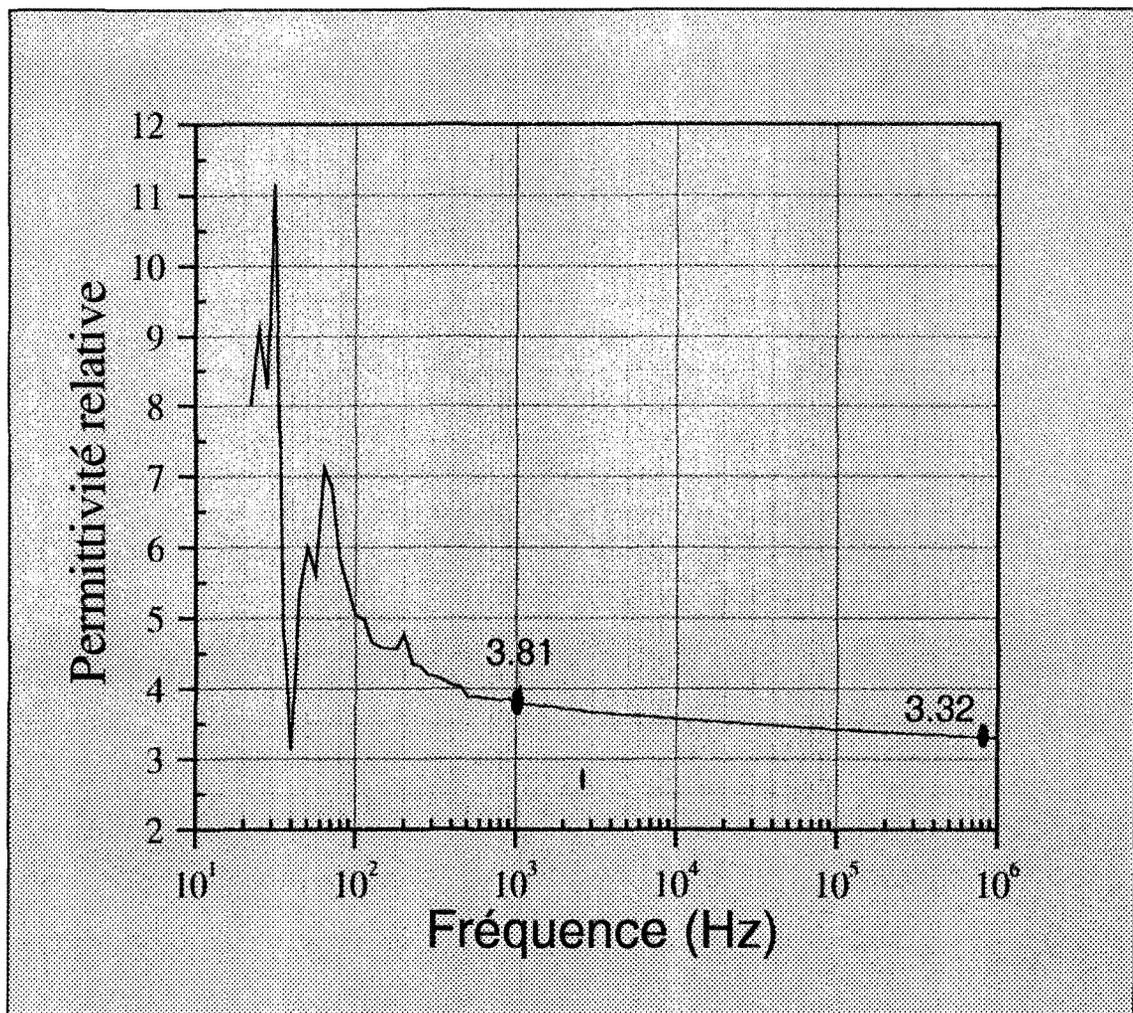
La figure suivante représente une fenêtre sur la période de réchauffement du laser He-Ne. La période de réchauffement se prolonge normalement jusqu'à 30 à 45 minutes.



Réponse du système en fonction du temps pendant la période de réchauffement du laser

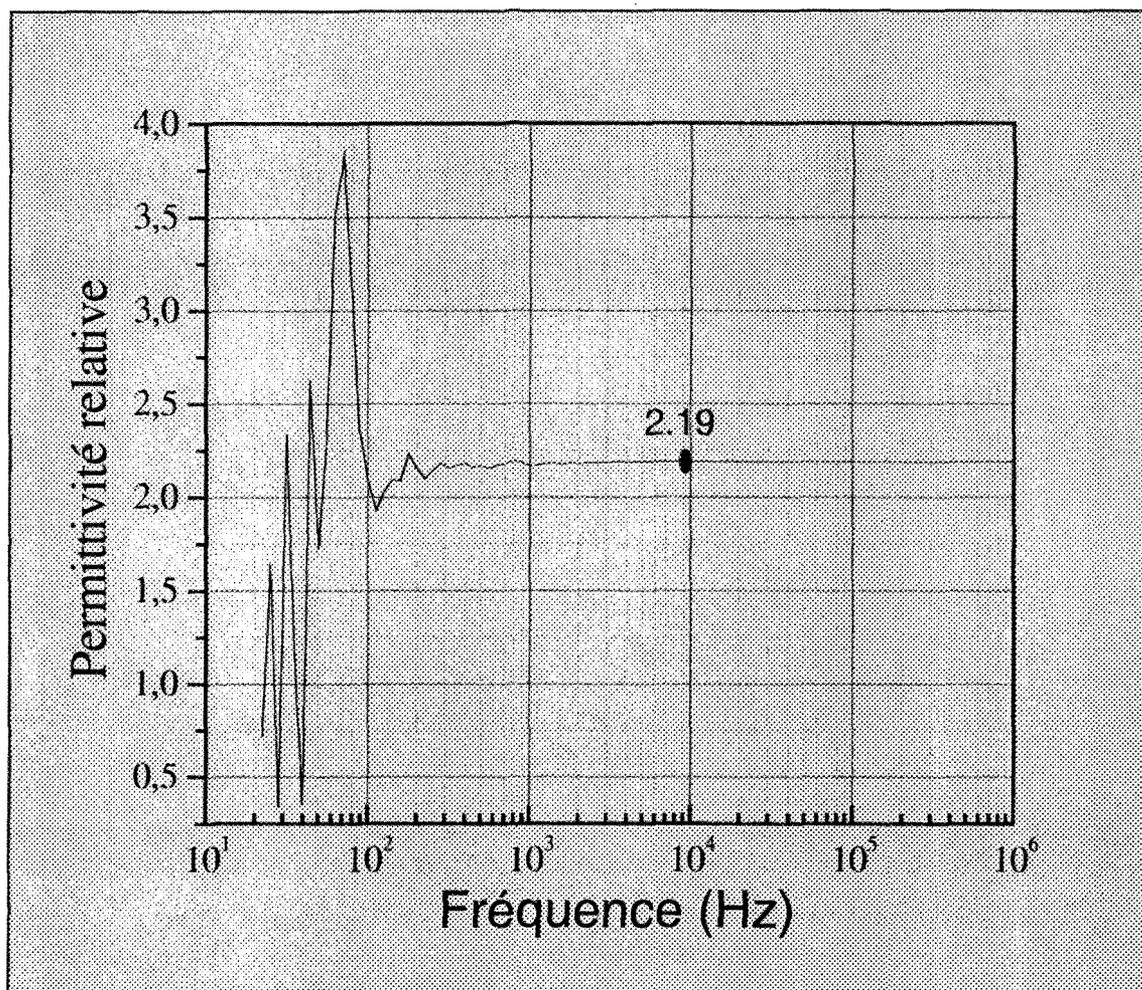
4.2 Courbe et caractéristiques de la permittivité du téflon et PVC

La courbe suivante représente les résultats des mesures de la permittivité du PVC que nous utilisons pour la réalisation des pièces de positionnement du capteur. À basse fréquence, les mesures ne sont pas représentatives en raison du bruit. Nous estimons donc la valeur de la permittivité relative à 3,4.



Valeur de la permittivité relative du PVC en fonction de la fréquence du champ électrique

La courbe suivante représente les résultats des mesures de la permittivité du téflon que nous utilisons pour la réalisation de certaines pièces du capteur. Nous estimons donc la valeur de la permittivité à 2,19.



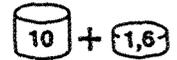
Valeur de la permittivité relative du téflon en fonction de la fréquence du champ électrique

4.3 Caractéristiques de la résine époxyde thermoconductrice

RÉSINE ÉPOXYDE THERMOCONDUCTRICE

2 composants - 10/1,6 en poids - Réticulation ambiante

E708



E 708 est une résine époxyde à 2 composants, chargée à l'alumine, sans solvant, isolante électrique mais présentant une bonne conduction de la chaleur. Le mélange dans le rapport 1/1 en poids donne une pâte thixotropique parfaitement adaptée au distributeur pneumatique ou à la sérigraphie.

Son adhérence est excellente sur les métaux, les céramiques, le verre, et la plupart des matières plastiques. Ses propriétés de résistance mécanique, de tenue en température et de stabilité chimique, lui ouvrent de nombreuses applications de collages techniques.

En électronique, les applications sont le collage de sonde de contraintes, de thermocouples. Cette résine permet aussi la protection à la goutte de composants.

E 708N : Résine colorée en noir.

UTILISATION

Homogénéiser le pot de part A.

MÉLANGE : peser 10 g de part A et 1,6 g de part B et mélanger doucement.

Le mélange est utilisable pendant 1 heure environ.

CUISSON : durcir selon un des profils suivants :

- 12 heures à 25°C
- 2 heures à 60°C

C A R A C T É R I S T I Q U E S T E C H N I Q U E S				
AVANT CUISSON	Viscosité cône/plan Brookfield à 25°C	3,1	Pa.s à 5 tours par minute	
	Densité :	1,4	g/cm ³	
	Granulométrie:	< 60	µm	
APRÈS CUISSON		12 h à 25°C	2 h à 60°C	
	Dureté :	75	85	Shores D
	Microcisaillement :	195	≥ 535	kg/cm ²
	Transition élastomérique :	90	90	°C
	Conductibilité thermique :	> 1,5	> 1,5	W/m ² °C
	Résistivité volumétrique :	> 10 ¹³	> 10 ¹³	Ω.cm
	Rigidité diélectrique :	> 15	> 15	kv/mm
	Constante diélectrique :	5	5	(à 100 Hz et 20°C)
Facteur de dissipation :	< 0,01	< 0,01	(à 100 Hz et 20°C)	
ERMOMÉCANIQUE	Dilatation avant Tg :	50	50	10 ⁻⁶ /°C
	Dilatation après Tg :	150	150	10 ⁻⁶ /°C
ERMOMÉCANIQUE	Taux de charge :	17	17	% en poids
	Température de dégradation :	340	350	°C
	Dégazage à 200°C :	2,4	2,3	%
	Dégazage à 300°C :	7,3	7,8	%
CHROMATOGRAPHIE	Ions Cl ⁻ :	< 500	< 500	ppm
	Ions Na ⁺ :	< 250	< 250	ppm

ANNEXE 5

CLASSIFICATION DES CAPTEURS

OPTIQUES

Classification des capteurs à fibre optique

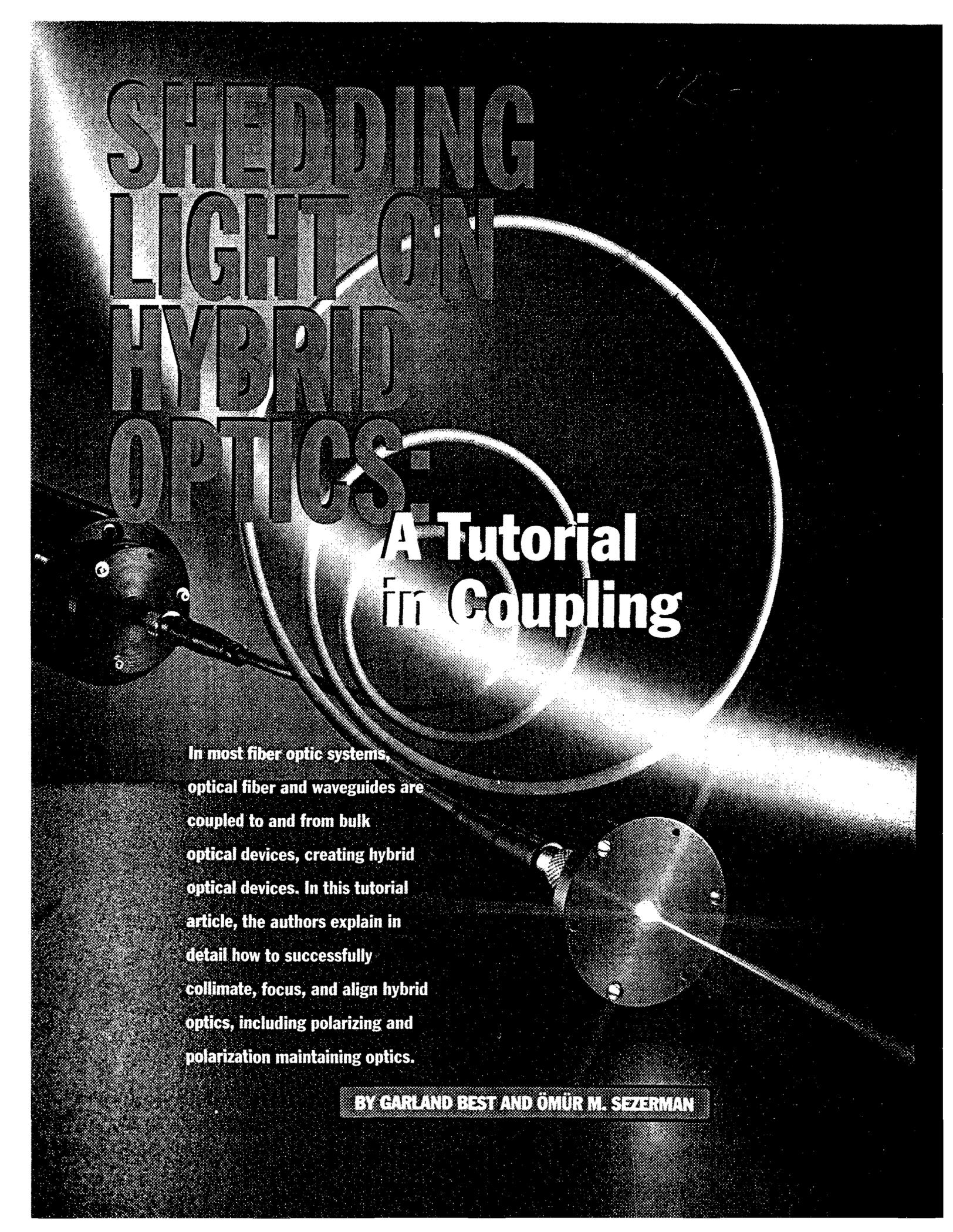
GRANDEUR	EFFET PHYSIQUE	INTERACTION	APPAREIL	REMARQUE
Rotation inertielle Vitesse d'un objet Vitesse d'un fluide	- SAGNAC - DOPPLER - FRESNEL-FIZEAU	- Relativiste	- Gyromètre - Tachymètre - Vibromètre - Débitmètre	
Champ électrique Tension Champ magnétique Polarisation magnétique courant électrique Contraintes mécaniques Température Flux nucléaire) Electro-optique)) Magnéto-optique FARADAY) Elasto-optique Thermo-optique	- Grandeur matière	- Champmètre - Volumètre - Magnétomètre - Ampèremètre - Hydrophones - Jauge de contraintes - Capteur de déplacement - Thermomètre - Manomètre - Dosimètre	Vrais capteurs à fibres optiques : la fibre est indispensable
F O R C E S	Traction Pression Flexion Déformation - Absorption - Micro-courbures	- Grandeur structure guidante	- Manomètre - Jauge de contraintes - Accéléromètre	
Toute grandeur modifiant l'intensité de la lumière	- Réflexion - rétrocouplage - Emission du corps noir	- Extrémité de la fibre	- Accéléromètre - Pyromètre	Avantages liés à la technologie des ondes guidées, la fibre n'est qu'un canal de transmission
Déplacement	- Allongement du chemin optique		- Sonde de micro-déplacements	

ANNEXE 6

NOTES D'APPLICATION SUR LES FIBRES

OPTIQUES

SHEDDING LIGHT ON HYBRID OPTICS



A Tutorial in Coupling

In most fiber optic systems, optical fiber and waveguides are coupled to and from bulk optical devices, creating hybrid optical devices. In this tutorial article, the authors explain in detail how to successfully collimate, focus, and align hybrid optics, including polarizing and polarization maintaining optics.

BY GARLAND BEST AND ÖMÜR M. SEZERMAN

Hybrid optics /hi'brid óptiks/, *n.pl.* 1. the combination of fiber optics, waveguides, or integrated optics with bulk or free space optics to create new optical devices.

Each year, new and unique optical components appear in the marketplace. Advancements are constantly occurring in laser diodes, modulators, delay lines, filters, integrated optics, and other components. Many of these components have applications in the field of fiber optics. However, most of these devices are free space, or bulk, optics. Their optical characteristics are very different than those of optical fiber and waveguides. Therefore a basic task in the fiber optics industry is to couple light from an optical device into a fiber or waveguide, or from a fiber into an optical device.

To that end, one must be able to accomplish three fundamental tasks. First, one must be able to transform highly divergent light from fibers and waveguides into collimated beams usable with bulk optics. Second, one must be able to transform collimated beams into tightly focused spots that match the properties of waveguides and optical fibers. And third, one must be able to precisely align optics to effectively couple light from one medium to another. In this paper, we discuss the technical aspects of all three of these tasks.

Collimation

Collimation is the act of taking the diverging output of a waveguide or fiber and converting it into a beam of parallel light. This is done by placing the endface of the fiber or waveguide at the focal plane of a lens. Figure 1 shows this using a fiber. In practice, there is no such thing as a truly collimated beam, as all beams will spread out after traveling a sufficient distance.

If we know the characteristics of the waveguide and lens being used, then we can predict the collimated beam behavior with simple ray optics. If the focal length of the lens is given by f , then the collimated beam characteristics are given by

$$\begin{aligned} \text{BD (mm)} &= 2 \times f \text{ (mm)} \times \text{NA} \\ \text{DA (mrad)} &= a \text{ (\mu m)} / f \text{ (mm)}. \end{aligned}$$

Where a and NA are respectively the mode field diameter (MFD) and numerical aperture (NA) of the waveguide, and BD and DA are the beam diameter and full divergence angle of the collimated beam. The divergence angle is measured in terms of milliradians ($1 \text{ mrad} = 0.057^\circ$).

One point that is immediately obvious is that large waveguides do not collimate well. If you try to collimate a $500\text{-}\mu\text{m}$ core fiber with a 5-mm focal length lens, the beam will spread at about a 6° full-angle. This is probably not much better than what you started with.

One also has to be careful how one defines the NA and MFD. Laser manufacturers define their beam in terms of Gaussian beam characteristics, defining the beam size at

the point where the intensity drops to 13.5% ($1/e^2$) of the peak intensity. Laser diode manufacturers speak instead in terms of full-width at half-maximum (FWHM) levels.

In multi-mode fibers, one can simply use the core diameter as the MFD, and use the refractive indices of the fiber core and cladding to calculate the fiber's NA . The formula to use is

$$\text{NA} = (n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2)^{1/2}$$

where n_{co} is the index of refraction of the core, and n_{cl} is the index of refraction of the cladding.

With single-mode fibers, using the refractive indices of the core and cladding to define the NA can cause significant errors in the calculation of the beam diameter. A more accurate technique is to treat the output of the fiber as a Gaussian source, and calculate the NA using

$$\text{NA} = 2\lambda/\pi a$$

where λ is the wavelength of the light, expressed in microns. This NA value can be up to 33% smaller than the value listed by some fiber manufacturers.

Ensure that the optics used to collimate the waveguide output do not cut off part of the beam. A good rule of thumb is to select optics with an NA at least 50% larger than the NA of the waveguide being collimated. This will ensure over 99% transmission through the optics, ignoring internal reflections.

The choice of lens is also important to ensure optimum performance. Graded index (GRIN) lenses are commonly used, because of their low-cost and ease of handling. In broadband applications, achromatic lenses are best. Other common choices include ball, aspheric, and simple plano-convex and biconvex lenses.

Focusing

Essentially, focusing is the same as collimating, only in reverse. You have a collimated beam, with a known beam diameter, BD , and divergence angle, DA . You wish to couple this light into a fiber or waveguide, with a mode field diameter, a , and numerical aperture NA_{fiber} . To achieve efficient coupling, two conditions must be met. The focused spot diameter, SD , from the focused beam should be less than or equal to the mode field diameter of the waveguide, and the NA_{rays} should not exceed the NA of the waveguide, NA_{fiber} .

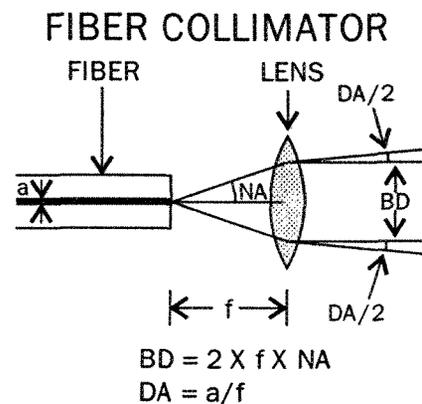


Figure 1. Operating principle of a fiber collimator.

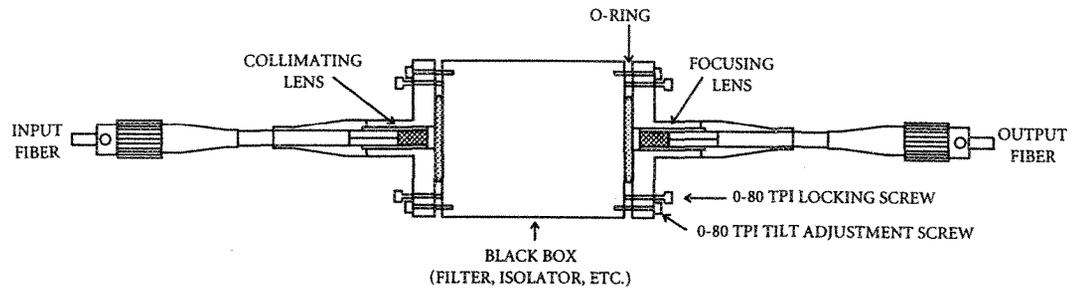


Figure 2. Pigtailling of fiber optic black boxes.

Given a lens with a focal length f , one can calculate the focused spot properties using

$$SD (\mu\text{m}) = f (\text{mm}) \times DA (\text{mrad}) \leq a$$

and

$$NA_{\text{rays}} = BD (\text{mm})/2f (\text{mm}) \leq NA_{\text{fiber}}$$

For multi-mode fibers, a range of focal length lenses can be found that can meet the conditions listed above. If possible, try to select optics that can achieve values for SD and NA_{rays} less than or equal to 70% of the maximum allowable values. At the same time, do not focus the spot to a size less than 30% of the fiber core. In high-power applications, this may cause the fiber endface to be burnt.

For single-mode fibers and waveguides, the choice of lens focal length is more critical. Only one focal length can be found that can meet both requirements for spot size and NA .

One problem that often arises is how to focus a circularly symmetric beam into a rectangular waveguide. In this case, the mode field is not circular, but elliptical, with a width, w , and height, h . Although corrective optics do exist to circularize such fields, they are often expensive and cumbersome to use. One approach is to work with an effective mode field diameter, a , given by $a^2 = wh$. With this approach, coupling efficiencies over 45% can be routinely achieved with waveguides having 3:1 aspect ratios.

The equations given so far assume that the focusing optics are at or near the beam waist. As mentioned earlier, all beams diverge, so the question becomes how far away from the beam waist are the given equations valid? Again, as a rule of thumb, excess losses do not become significant until the beam diameter at the lens is $> 40\%$ than the beam diameter at the waist. Outside of

this range a more detailed analysis of the optical system must be performed to devise an arrangement to minimize losses.

In addition, the quality of the focused spot depends greatly on the quality of both the collimated beam and the focusing optics. The equations shown so far give only the theoretical limit on the minimum spot size, NA , etc. The actual measured values may be significantly larger, depending on the optics used. Care should be taken on this point.

Alignment

Having chosen the collimating and focusing optics to use in a hybrid system, the issue becomes how to align the optics to minimize losses. The standard industry technique is to first focus the light from a device to a spot about the same size as the waveguide MFD. The waveguide is then precisely positioned in free space until the endface of the waveguide is at the focal point. Since telecommunications systems deal with MFDs of only $10 \mu\text{m}$ or less, positioning equipment capable of submicron resolution along all three axes must be used to align the waveguide. Such equipment is bulky, expensive, and difficult to use.

An alternative technique is to first attach the lens to the waveguide to produce a collimated beam in free space. This can be done economically, with minimum equipment. The lens may be either permanently attached to the waveguide, or, in the case of fiber optics, attached via an industry standard connector. The issue then is to align the collimated beam from the free space optics with the collimated beams produced by the waveguides.

By working with collimated optics, we don't have to worry about the distance between the waveguide and the bulk optics. In addition, the dependence on lateral alignment is greatly reduced, and errors on the order of tens of microns are not an issue when dealing with one-millimeter diameter beams.

Naturally you don't get something for nothing. While reducing the effect of lateral misalignment, the sensitivity to angular misalignment has been greatly increased. However, as we shall show, this problem is much easier to deal with. We shall outline a technique that can be aligned in just a few minutes, using just a simple screwdriver.

In principle, one can treat any optical device as a black box. A collimated beam of light enters one side of the box, and an output beam emerges from the other

Glossary

Mode field diameter (MFD): A measure of the intensity profile of light traveling within a fiber. In Gaussian optics, this diameter is measured at the point where the light intensity drops to 13.5% ($1/e^2$) of the peak intensity. In single-mode fibers, it is typically about 15% larger than the actual core size.

Numerical Aperture (NA): A measure of the maximum angle at which a given optical system can receive light. If a system can receive light within a cone having a half angle θ , then the NA of that system is equal to $\sin \theta$.

Extinction Ratio (ER): A measure of how well an optical beam is polarized. A polarizer is placed in front of an optical beam. The transmitted intensity of the light through the polarizer is measured while rotating the polarizer. $ER = 10 \log (P_{\text{max}}/P_{\text{min}})$, where P_{max} is the maximum intensity and P_{min} is the minimum.

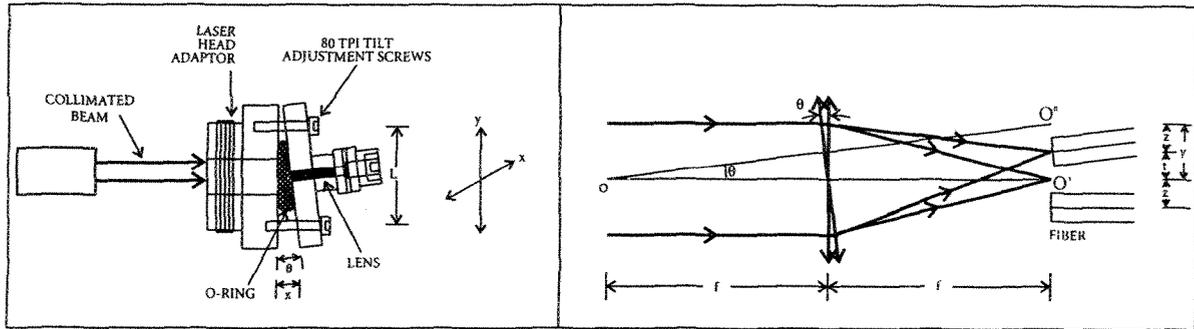


Figure 3. Tilt adjustment operating principle.

side of the box. If the output light from the box is not collimated, then a lens can be added to the output to collimate the light.

Figure 2 shows how two collimators can be used to pigtail an optical device with optical fibers. First, light from the fiber or optical source is collimated. The collimator is then attached to the input of the optical device. A resilient O-ring is sandwiched between the collimator and the input side of the device. This O-ring acts as a pivot, to align the angular position of the collimated beam with respect to the device. The output fiber is then attached to the output port of the device. The focusing lens is then centered with respect to the collimated beam. This is done by laterally sliding the baseplate containing the focusing optics with respect to the black box. Next, the tilt axis of the focusing optics is adjusted for maximum coupling efficiency.

The collimating and focusing optics are connected to the black box by three fine thread screws. These screws are adjusted with a screwdriver. By adjusting these screws, one can adjust the tilt angle between the focusing optics and the collimated beam. This in turn moves the point at which the focused spot strikes the fiber. Thus by adjusting the tilt angle, one can align the focused rays to strike the fiber core.

Figure 3 shows the effect of adjusting the tilt angle between the focusing optics and the collimated beam by an angle θ . The focused beam is displaced by a distance $z = f \tan \theta$ with respect to the fiber, where f is the focal length of the lens being used. For small tilt angles, the resolution of the coupler (Δz) is determined by $\Delta z = f \Delta x / L$, where Δx is the resolution of the screws and L is the length of the lever arm. For 80 TPI screws, a 1-mm focal length lens, and a 20-mm lever arm,

$$\Delta z = 1 \text{ mm} \cdot 2 \mu\text{m} / 20 \text{ mm} = 0.1 \mu\text{m}.$$

This patented technique¹ offers a simple way to assemble hybrid optics systems. It is insensitive to machining and waveguide tolerances, offers submicron resolution, minimal insertion losses, and has been demonstrated to withstand temperature, and humidity cycling, as well as vibration and shock testing.

A useful trick to help in aligning hybrid optics is to use a visible light source to initially align the optics. This makes it easy to track the position of the beam within the optics. A visible source also helps to locate breaks,

scattering, and even microbends within hybrid systems.

Another time-saving technique for aligning output fibers in hybrid systems is to initially align the output optics using a multi-mode fiber. Compared to a single-mode fiber, the larger core of a multi-mode fiber is an easier target to find. Once good coupling into the multi-mode fiber has been achieved, replace the multi-mode with single-mode fiber. Only minor adjustments should then be required to optimize alignment with the single-mode fiber.

Polarization optics

One issue that we must address is the effect of polarization. Polarizing and polarization maintaining optics are often used in hybrid optical systems. They introduce another set of conditions to the ones already considered. Perhaps the most important factor is the alignment between the polarization axis of the light in free space with the polarization axis of the waveguide. This is particularly important when using polarization maintaining (PM) fibers. For example, assume that we have a perfectly polarized input beam shining into an ideal system, misaligned by an angle θ with respect to the slow axis of the PM fiber. The maximum possible value of the output extinction ratio (ER) is thus limited by

$$ER \leq 10 \log (\tan^2 \theta).$$

To achieve output extinction ratios greater than 20 dB, the angular misalignment must be less than 6°. For 30 dB extinction ratios, the angular misalignment must be less than 1.8°.

Any stresses or microbends in the optical fibers and connectors, or within the external optical components, can degrade the output polarization. Special termination procedures, stress free glues, and top quality lenses and optics must be used to minimize these stresses, and thus maintain the highest possible extinction ratios.

Applications

The range of applications using hybrid optics is almost limitless. The following is just a sample of products.

■ Fiber optic U-brackets

U-bracket assemblies are designed to transmit light from a fiber across an air gap and back into a second fiber with low losses. A variety of bulk optical devices including polarizers, isolators, filters, and waveplates can be simply inserted and removed from the

U-bracket. This makes it ideal for quickly prototyping and testing hybrid systems.

■ *Fiber optic delay lines*

Essentially a U-bracket where the length of the air gap can be adjusted, delay lines offer a way to control the distance a signal has to travel, and thus control the time required to travel that distance. Delay lines can be adjusted by as much as 300 mm, with sub-millimeter resolution, corresponding to delay times of 1 ns, with picosecond resolution.

■ *Variable reflector*

Fiber reflectors use a fiber collimator together with a mirror. The light from the fiber is first collimated, then reflected back into the fiber. A blocking screw between the fiber and the mirror is used to vary the return signal. The reflection level can be varied from less than 1 dB losses to over 70 dB.

These devices are ideal for testing the sensitivity of components to return losses. This is currently an important issue in long haul transmission systems, as well as CATV networks.

■ *Polarization optics*

A new area of growth in telecommunications is in the field of coherent optics. Coherent optical devices use interference and phase information to control signal levels and hence transmit data. However, these optical devices are polarization sensitive. As a result,

devices are needed that can either maintain or control polarization within an optical system.

A wide variety of free-space optics are available to control polarization, or to manipulate light based on its polarization state. They include polarizers, waveplates, Faraday rotators, isolators, and polarizing beam splitters. By using these devices in hybrid systems, a whole range of products can be made, including polarized sources, polarization controllers and analyzers, in-line polarizers and isolators, and polarizing or polarization maintaining splitters and combiners. With hybrid optics, one can use different fiber types on the input and output ports. This is very useful when dealing with a combination of regular single-mode fiber and polarization maintaining fiber.

It should be obvious by now that the potential for hybrid optics is almost limitless. With the correct selection of waveguides, lenses, and optics, the number of possible devices is subject only to your imagination.

References

1. U.S. Patent Nos. 4,753,510 (June 28, 1988) and 4,889,406 (Dec. 26, 1989); Canadian Patent Nos. 1,258,786, 1,325,122; European Patent Nos. EP 0198657, EP 0348117; Australian Patent Nos., 583911, 621380, 643353; Japanese Patent No. 2,824,489.

Garland Best is vice president of engineering and Ömür M. Sezerman is president of OZ Optics Ltd., Ontario, Canada.

Polarization-maintaining
 fiberoptic systems
 require specialized fiber
 and connectors and
 careful assembly and
 alignment to achieve
 optimal performance.

Accurate alignment preserves polarization

Omur Sezerman and Garland Best

**Laser Focus
 World**

The performance of many fiberoptic components and systems is affected by the polarization of the light traveling through the fiber. These include fiber interferometers and sensors, fiber lasers, and electro-optic modulators. Many systems also suffer from polarization-dependent losses that can affect system performance. Understanding how to control the polarization of light in a fiberoptic system and how to properly use polarization-maintaining (PM) components is vital for successful results.

Polarized light can be classified as linearly polarized, elliptically polarized, or circularly polarized (see Fig. 1). The simplest form of polarized light is linearly polarized light, in which the electric field oscillates in a single plane of vibration. In theory, one can generate perfectly linearly polarized light, but in practice this is not the case.

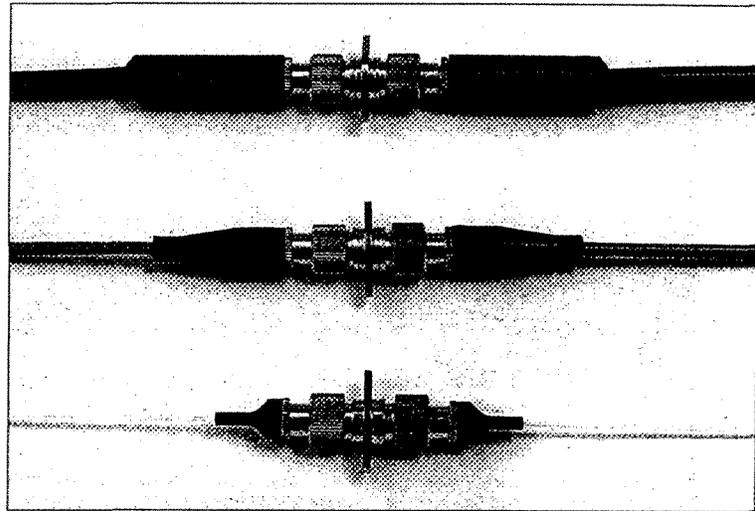
The polarization-extinction ratio gives a measure of the portion of the beam that is linearly polarized along a single axis. The extinction ratio can be measured by directing a beam through a polarizer mounted on a rotation stage and onto a detector. Light polarized parallel to the transmission axis of the polarizer will pass through to the detector, whereas light polarized orthogonal to the transmission axis will be blocked. The output signal registered by the detector will vary in intensity as the polarizer is rotated, and the extinction ratio is defined as

$$ER = 10 \log (P_{\max} / P_{\min})$$

where P_{\min} and P_{\max} are the measured maximum and minimum signal intensities in milliwatts.

Polarization and fiberoptics

Bending or twisting optical fiber induces stresses in the mater-



Polarization-maintaining connectors feature a positioning key aligned to the slow axis of the fiber. The key permits the connector to be mated only with another connector or component at a single angular orientation.

ial that in turn cause phase changes in the polarization state of the light traveling through the fiber. If the fiber is subjected to external perturbations such as changes in position or temperature, the polarization of the output beam will vary as a function of time. This is true for even short lengths of fiber and is undesirable in many applications such as sensing and telecommunications, which require a constant output polarization from the fiber.

To address variations in the output beam, manufacturers have developed PM fibers. In PM fiber, light polarized along one axis of the fiber travels at a different rate than light polarized orthogonal to that axis. This birefringent behavior creates two principal transmission axes within the fiber, known as the fast and slow axes. If the light input to a PM fiber is linearly polarized and oriented along either the fast or the slow axis, the fiber output will remain linearly polarized and aligned with that axis, even when the fiber is subjected to external stresses. A 1-m-long connectorized patchcord constructed with PM fiber, for example, can typically maintain polarization to at least 30 dB at 1550 nm.

A variety of polarization-preserving core/cladding structures are currently used in the industry (see Fig. 2). The

OMUR SEZERMAN is CEO and GARLAND BEST is vice president of engineering at Oz Optics Ltd., Unit #219 Westbrook Rd., West Carleton Industrial Park, Carp, Ontario, Canada K0A 1L0.

dashed lines in the drawings show the slow axis within each structure. More recently, manufacturers have developed polarizing fibers, which only transmit light polarized along the transmission axis of the fiber.

The ability of a PM fiber to maintain polarization depends on the conditions under which light is launched into the fiber. Perhaps the most important factor is the alignment of the polarization axis of the light with the slow axis of the fiber. For a perfectly polarized input beam, misaligned by an angle θ with respect to the slow axis of an ideal fiber, the extinction ratio is

$$ER \leq 10 \log (\tan^2 \theta)$$

To achieve an output extinction ratio greater than 20 dB, the angular misalignment must be less than 6°; to achieve an extinction ratio of approximately 30 dB, the angular misalignment must be less than 1.8°.

Fiber-to-source alignment

Meeting such strict tolerances requires system integrators to use careful alignment techniques. The typical alignment configuration consists of the laser, coupling optics, the PM fiber, a polarizer mounted on a rotary platform, and a fiber link to an optical power meter (see Fig. 3). The fiber-to-source alignment should first be adjusted to optimize coupling efficiency. Next, the maximum and minimum fiber output through the polarizer should be measured with an optical power meter, and extinction ratio calculated. The fiber connector should be rotated by a small increment, and the measurement process repeated. This should be iterated until the measured extinction

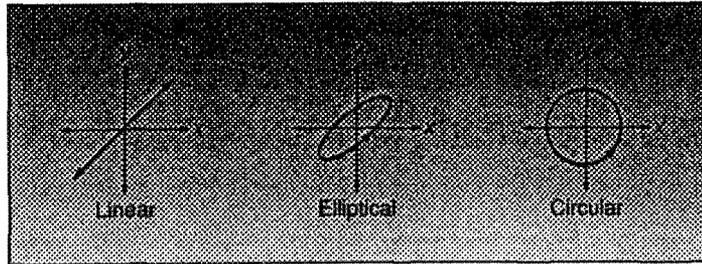


FIGURE 1. In polarized light, the electric-field oscillation remains in a single plane (linear polarization, left), rotates azimuthally while changing magnitude (elliptical polarization, middle), or rotates azimuthally while maintaining a constant magnitude (circular polarization, right).

ratio reaches a maximum value.

The type of source used can affect the measurement. Incoherent sources tend to produce a static, averaged measurement of the extinction ratio. Such sources are often used by manufacturers in testing assembled fiber patchcords, for example, to characterize performance. If the product is intended for use with a coherent source, however, such measurements can be misleading. Measurements taken of the same fiber aligned to a coherent source often will produce a lower worst-case measure-

ment than for the incoherent source when the fiber is flexed, even when the fiber is ideally aligned.

An ideal source for use in polarization-sensitive applications would be one that is polarized to at least 40 dB and with a linewidth on the order of tens of nanometers. Such a source does not produce coherence effects—

interference effects between the light on the slow axis and the fast axis that create variations in the P_{max} and P_{min} measurements and can falsely influence extinction ratio measurements. Most lasers, including diode lasers, are polarized to only about 25 dB and have a linewidth of about 1 nm, so coherence effects come into play during the alignment process.

To eliminate measurement inaccuracies caused by coherence effects, the fiber must be stressed during alignment. Mechanical stress induces a phase

change in the light along the slow axis of the fiber, changing the interference between the slow axis and the fast axis. The point of the test is to seek the worst-case result. Failure to do so can result in wildly optimistic results.

The fiber should be bent slightly, or wrapped around a mandrel with a diameter of at least 50 mm, and the minimum output power through the polarizer measured. Ideally there should be no change or even a slight decrease in the minimum output power; it is common, however, for this value to increase slightly as a result of changing interference effects. If the increase is only one or two decibels, then the polarization axis is correctly aligned. If the increase is larger, the connector should be readjusted.

The best extinction ratio

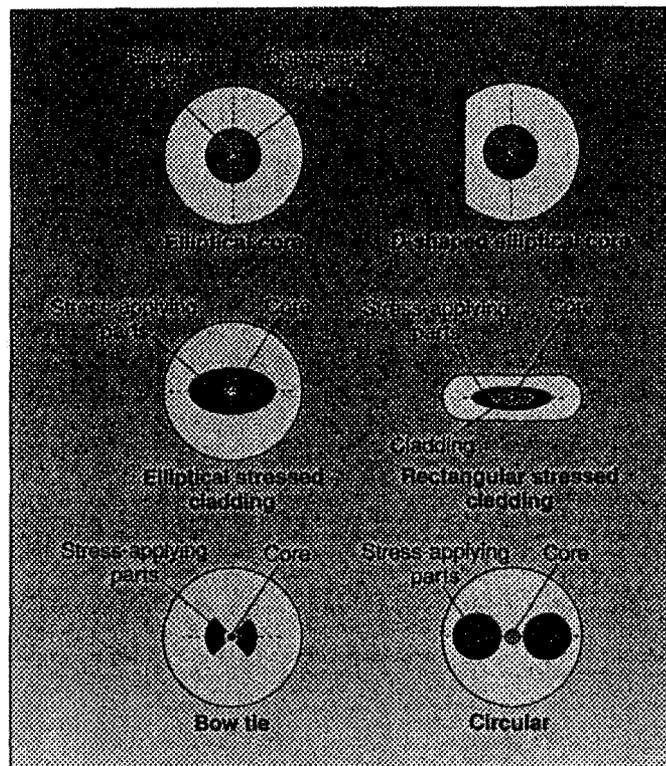


FIGURE 2. Polarization-maintaining fibers feature a variety of core and cladding designs. Stress-applying parts within the fiber structure impart mechanical stress to the material to differentiate it into fast and slow axes.

that can be achieved depends on how well the fiber can be positioned with respect to the laser. Extinction ratios of 20 dB can easily be achieved by manually rotating the connector. If the connector is positioned with a precision rotary stage, extinction ratios of 25 to 30 dB are possible.

For product-testing purposes only, an alternate method for aligning the polarization axis is to place a half-wave plate on a rotary stage between the source and the optics that launch light into the fiber. The connector remains stationary, and the half-wave plate is rotated to align the polarization axis of the beam with the fiber. Extinction ratios of 35 dB or better can be realized with this technique.

Polarization-maintaining connectors

The polarization-extinction ratio can be degraded by any stresses or microbends in the connectors, or by external optical components that do not maintain polarization properly. Special termination procedures, stress-free glues, and top-quality lenses and optics must be used to minimize these stresses and thus maintain the highest possible extinction ratios.

Given the importance of the alignment of the PM axis across a connection, the choice of connector is critical. The most common type of PM connector in use is a variation of the NTT-FC style connector. Such connectors have a positioning key—a narrow raised region

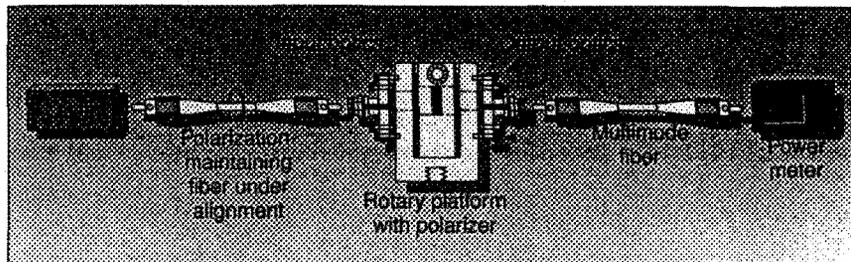


FIGURE 3. To achieve optimal source-to-fiber alignment in a polarization-maintaining system, the output from the PM fiber is passed through a polarizer and monitored by a power meter. The fiber is rotated to determine the angular alignment that provides best contrast between the maximum output power (polarizer oriented to transmit majority of beam) and minimum output power (polarizer oriented to extinguish majority of beam).

that by industry convention is aligned to the slow axis of the fiber. The key restricts the connector to mating with other components or connectors at a single angular position, preserving the angular orientation of the fiber.

The tolerances between the key and keyway on standard FC connectors are too loose to accurately maintain angular alignment, so manufacturers have tightened the key dimension tolerances on PM connectors, based on FC angle-polished connector (APC) standards.

Two APC standards currently exist for components on the market: a narrow, or reduced-key design, and a wide-key design (see table). The two dimensions are incompatible with one another, so users should know beforehand the design being used. Most manufacturers will offer the alternative standard as an option, so be sure to ask before you purchase a connector.

To help distinguish polarization-maintaining connectors from single-mode connectors, most manufacturers now use a blue strain-relief boot, or add a blue dot or stripe to a standard boot. A proposal has been made to also identify the connector key width by engraving notches on the key and keyway. A single notch would identify a narrow key, while a double notch would identify a wide key.

Although working with polarization-maintaining fibers and patchcords may seem difficult, in reality it is not. All that is needed is a little attention to detail and some inexpensive equipment. With the trend toward common standards and the increasing range of applications, polarization-maintaining fiber optics faces a bright future. □

Connector-key tolerances

CONNECTOR TYPE	KEY WIDTH (mm)	KEYWAY WIDTH (mm)
R (reduced)	1.97-2.02	2.03-2.08
OZ Optics	1.98-2.02	2.03-2.07
Seikoh Gieken	1.98-2.02	2.03-2.07
Diamond SA	1.99-2.00	2.02-2.05
N (wide)	2.09-2.14	2.15-2.20
Seiko Instruments	2.09-2.14	2.15-2.20
Diamond SA	2.14-2.15	2.17-2.23

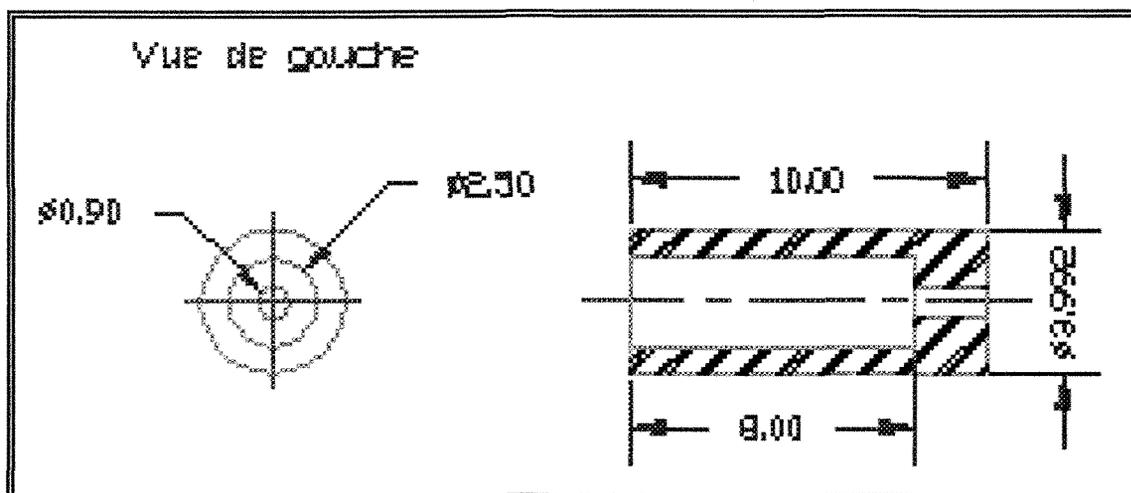
ANNEXE 7

DIMENSIONS DES PIÈCES DU CAPTEUR

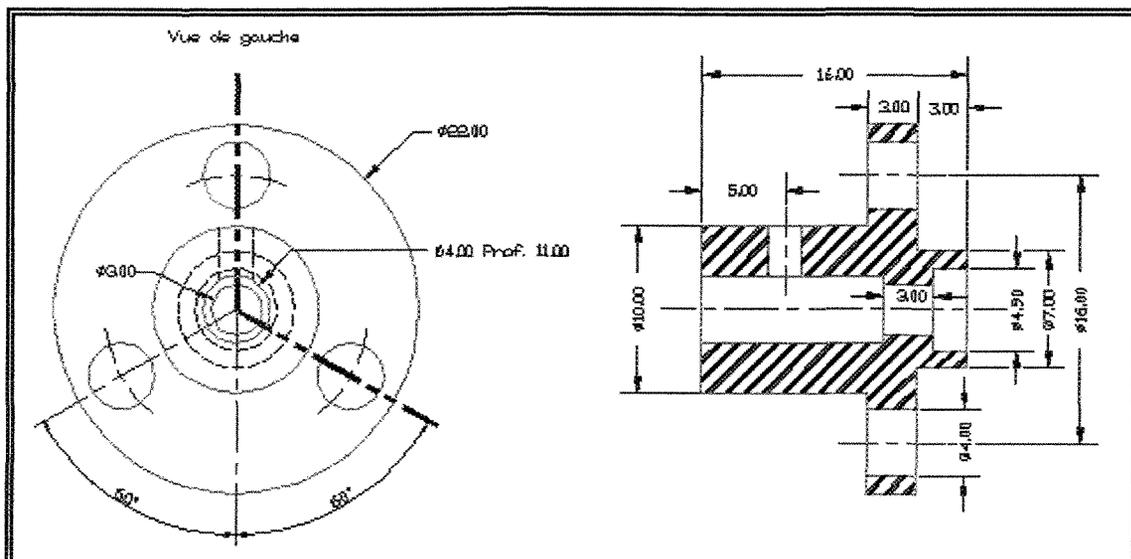
7.1 1^{er} prototype de capteur optique de champ électrique

Toutes les pièces qui sont présentées dans cette annexe ont leurs dimensions exprimées en millimètre.

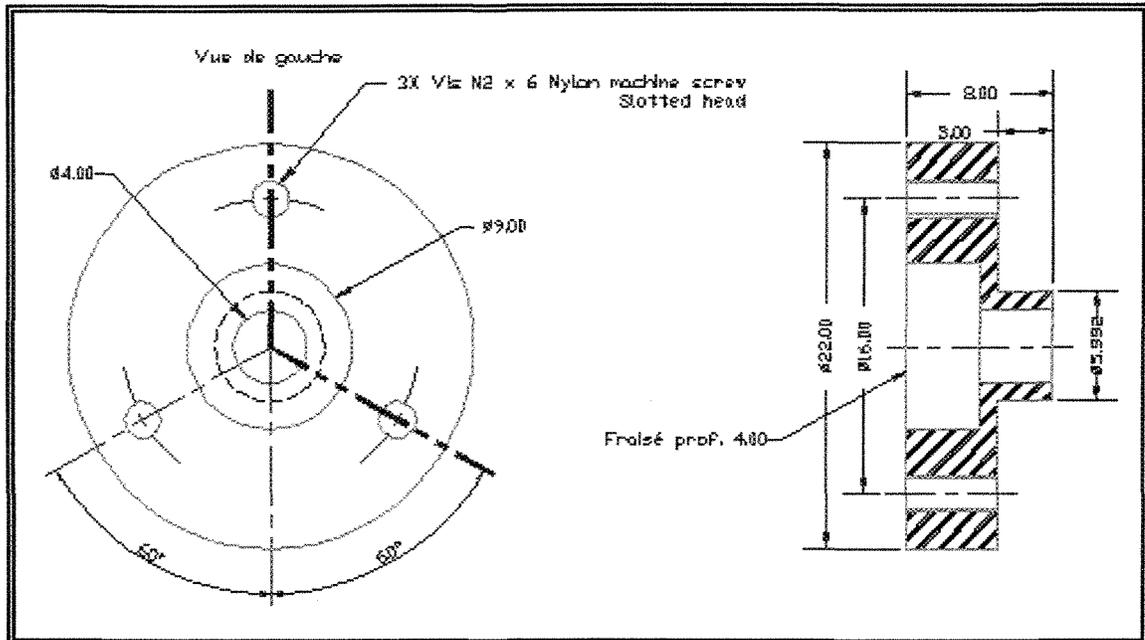
a) Connecteur d'entrée



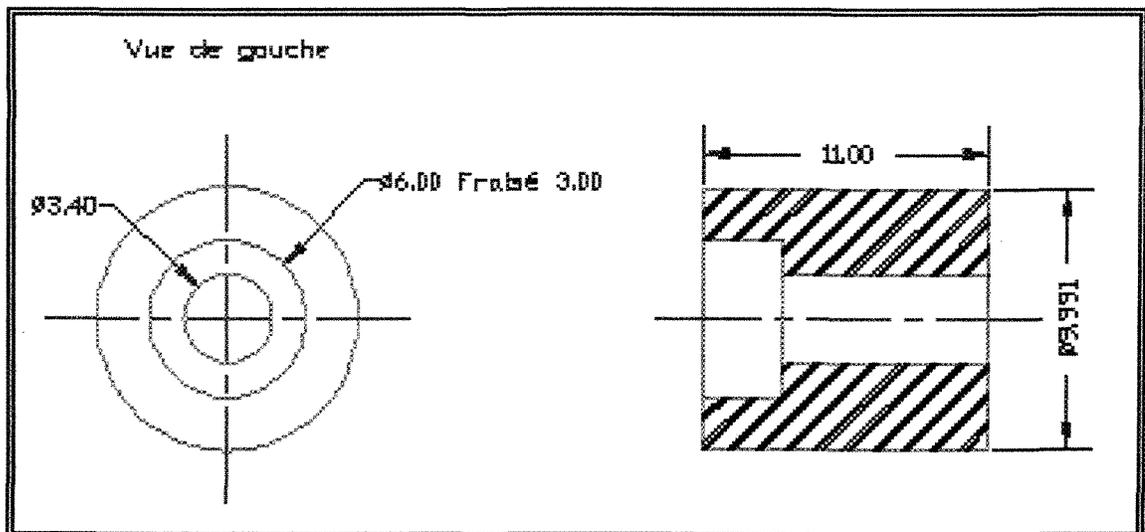
b) Collimateur



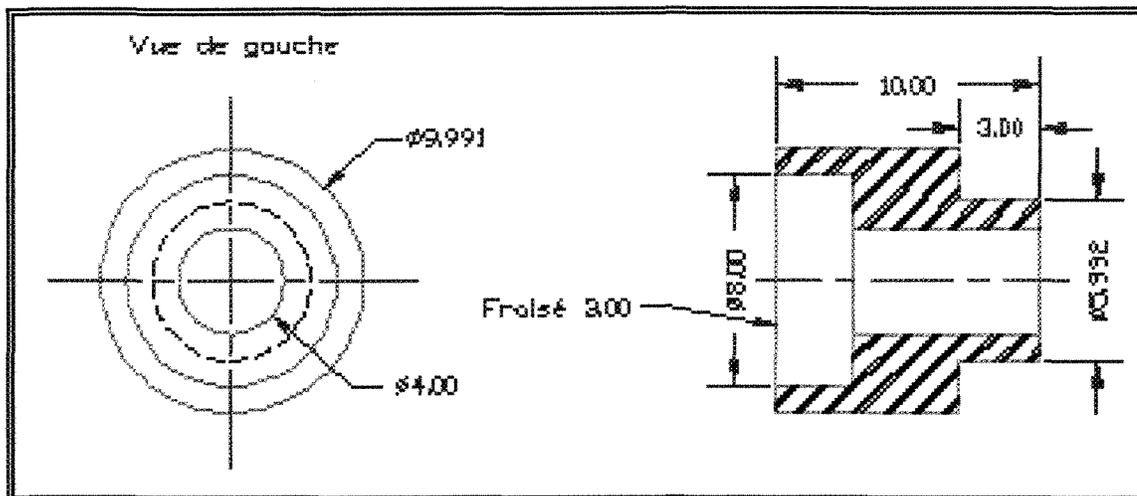
c) *Positionneur – Polariseur*



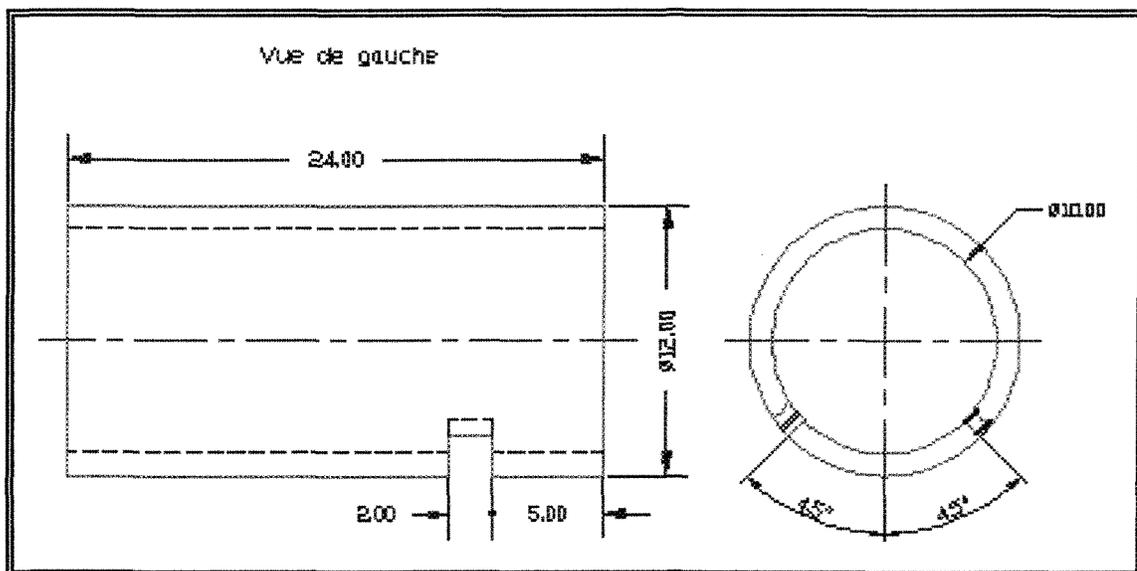
d) *Bague de protection du cristal*



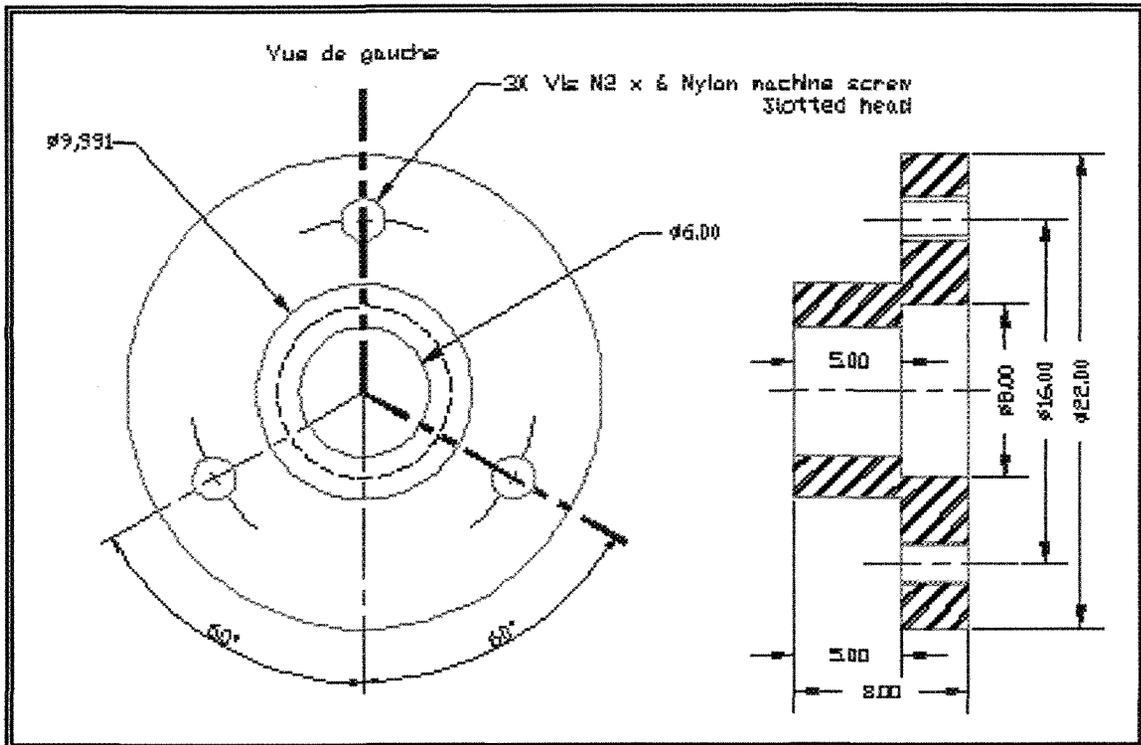
e) Support de l'analyseur



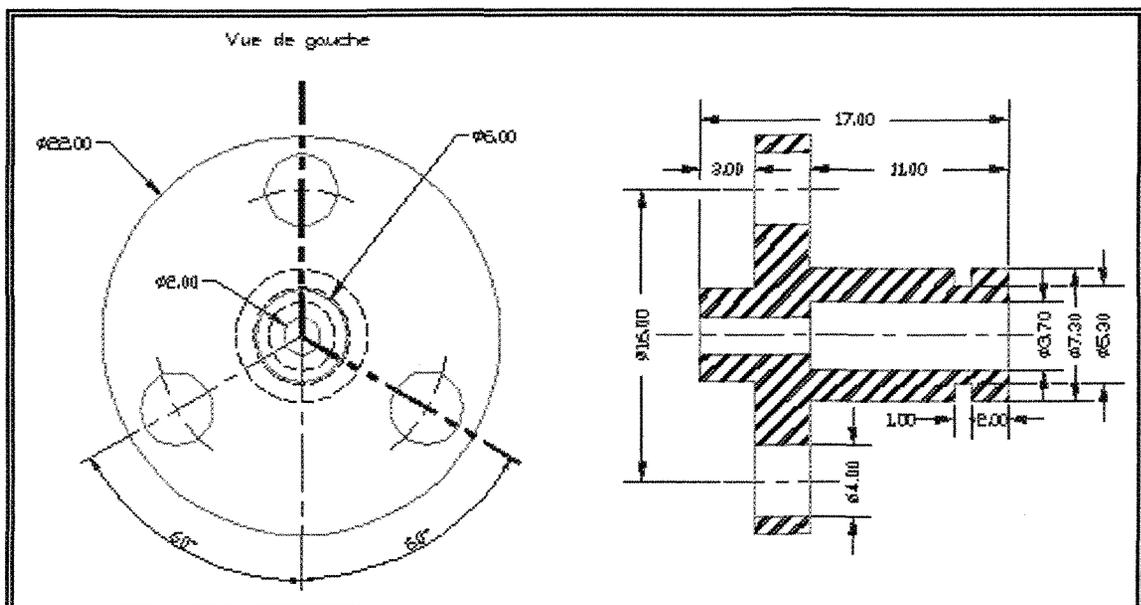
f) Tube de téflon



g) Positionneur

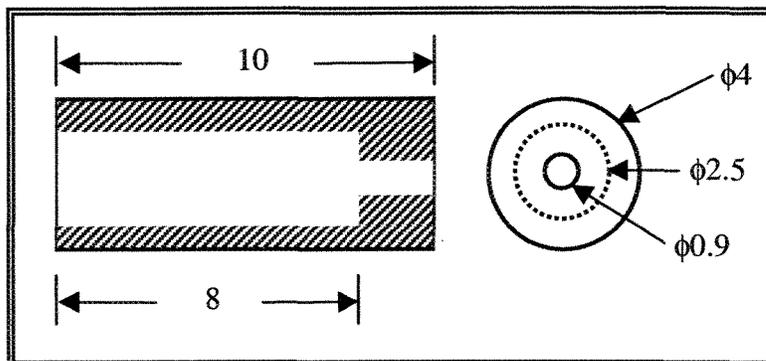


h) Coupleur

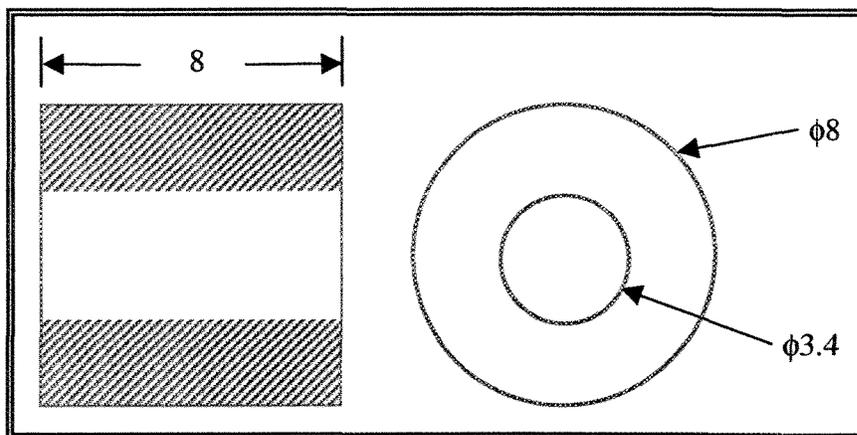


7.2 Dimensions des pièces pour l'exemple de miniaturisation

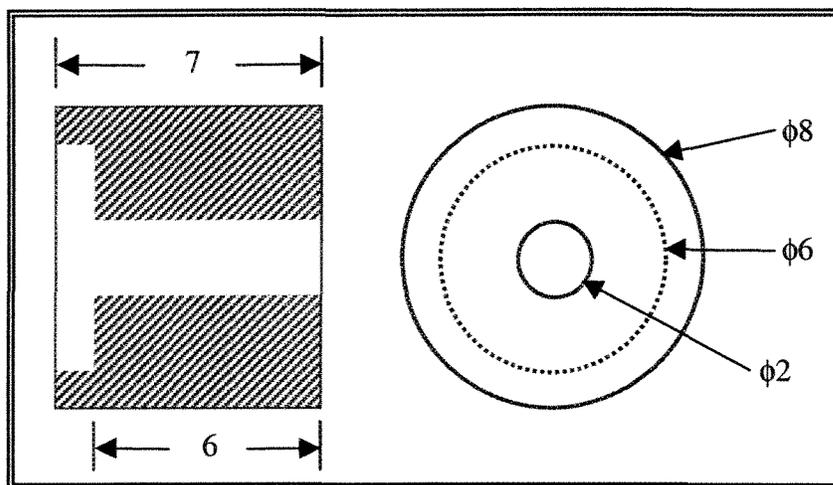
a) Connecteur d'entrée



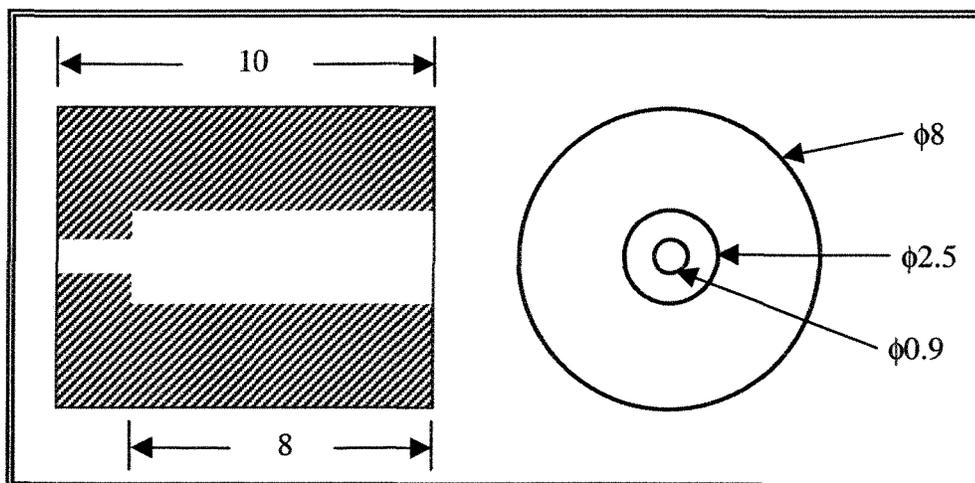
b) Bague de protection du cristal

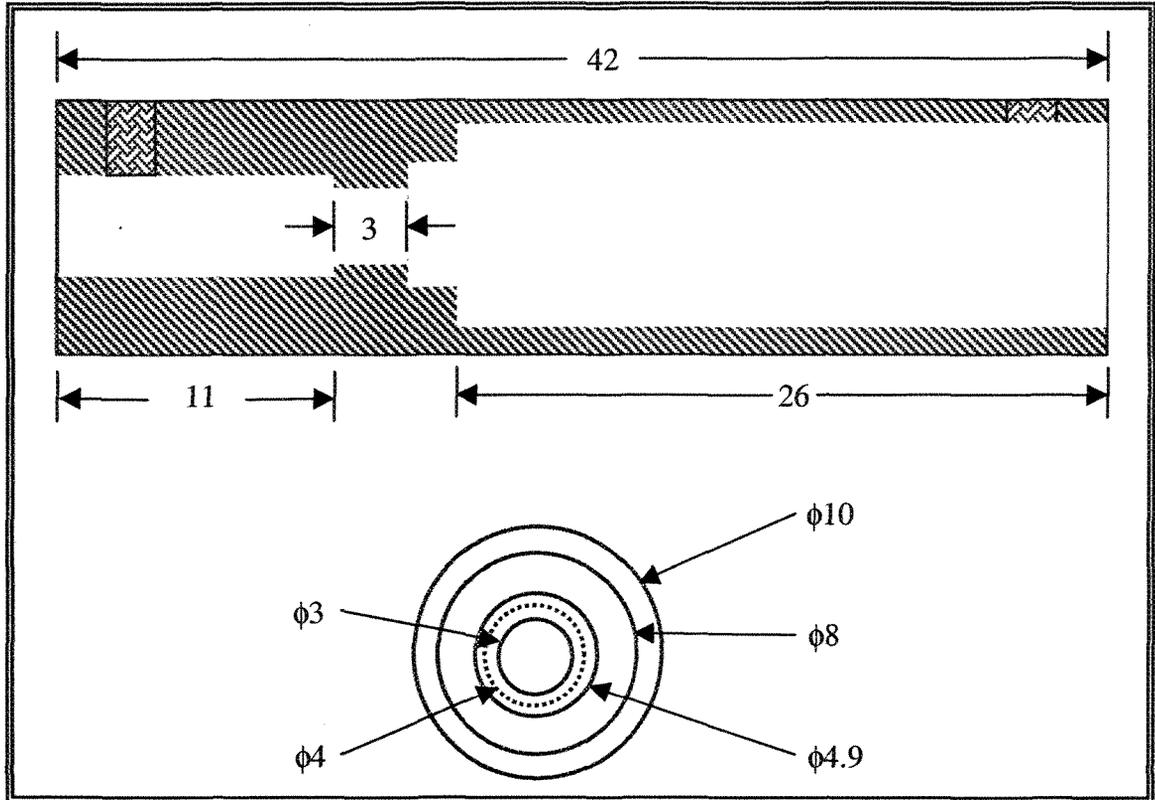


c) Support de l'analyseur et de la lentille à gradient d'indice



d) Connecteur de sortie



e) Tube de téflon

Références

- [1] Y. Murooka, T. Nakano « Optical high-sensitive field sensor using a Pockels crystal » *Rev. Sci. Instrum.* 63 (12), pp. 5582-5585, December 1992.
- [2] K. Hidaka « Electric field and voltage measurement by using electro-optic sensor » pp 2.1.S2-2.1.S10 in High Voltage Engineering symposium, Volume II, Conference publication, 22-27 August 1999.
- [3] M. Farzaneh, Thèse de doctorat, « Contribution à l'étude des mécanismes des vibrations induites par effet couronne », L'Université Paul Sabatier de Toulouse, France. 1986.
- [4] C. Potvin, Mémoire de maîtrise, « Comportement et effet de la charge d'espace sur le mécanisme des vibrations induites par effet de couronne », L'Université du Québec à Chicoutimi, 1999
- [5] C. Volat, M. Farzaneh et A. Gakwaya, «Voltage and Field Distribution around a Post Insulator Covered with Atmospheric Ice». The Proceedings of the 9th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures, Chester, Royaume-Uni, Juin 2000.
- [6] I. Langmuir, *Gen. Electr. Rev.* 26, 731, 1923.
- [7] J. M. Meek and M.M. Collins, *Electron. Lett.* 1, 110, 1965.
- [8] R.T. Waters, T.E.S. Richard and W.B. Stark, *Proc. R. Soc. London A* 304, 187, 1968.

- [9] C. Volat, Rapport de stage, « Contribution au développement d'un capteur optique pour la mesure de champ électrique », LAIMAN, Université de Savoie, France, 1997.
- [10] F. Pockels, « Neues Jahrbuch fuer Mineralogie », *Geologie und Palaeontologie*, 7 201-224, 1891.
- [11] Nicolas A.F. Jaeger, Farnoosh Rahmatian « Integrated Optics Pockels Cell High-Voltage Sensor », *IEEE Transactions on power delivery*, vol. 10, no.1, pp. 127-134, January 1995.
- [12] M. Bordovsky, F. Cecelja, B. Balachandra, « Comparative study of cubic crystals performance in bulk electro-optic sensor for DC and extra-low-frequency measurements », in *Proc. SPIE vol. 2839*, pp. 166-173, 1996.
- [13] F. Cecelja, W. Balachadran « Electrooptic sensor for near-field measurement » *IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement*, vol. 48, no. 2, pp. 650-653, April 1999.
- [14] Institut National d'optique (INO), « Photonique et optique guidée, *Optique intégrée* » http://www.ino.qc.ca/fr/r_d/waved.html, Juin 2000.
- [15] A.K. Skrivervik, F. Gassmann, M. Mailand, B. Bouriot, « Étude et développement d'une sonde de mesure des champs électrique et magnétique basse fréquence », Lab. d'Électromag. et d'Acoust., École Polytechnique Fédérale, Lausanne, Septembre. 1996.

- [16] Y. S. Yim, S. Y. Shin, « Lithium niobate integrated-optic voltage sensor with variable sensing ranges », in *NH ELSEVIER, Optics communications*, 152 pp. 225-228, 1998.
- [17] C. Urlacher-Lecuyer, Thèse de Doctorat «Corrélations entre microstructure et propriétés de guidage optique de couches minces élaborées par le procédé sol-gel: application au ZrO₂ et au titanate de plomb », L'Université Claude Bernard Lyon-I, 1996.
- [18] Donald L. Lee, « Electromagnetic Principles of integrated circuits », John Wiley, New York, 1987.
- [19] W. Wojcik, S. Cakala, A. Kotyra, A. Smolarz, « Analysis of the operation of an electrooptical Pockels effect sensor » , in *Proc. SPIE vol. 3189 pp. 110-121, 1997*.
- [20] Li, Changsheng, Cui, Xiang, « Measuring two-dimensional Electrostatic field by using electrooptic crystal, in *Proc. SPIE vol. 2897 pp. 243-249, 1996*.
- [21] S.R.M. Robertson, A.J. Rogers, « Measurement of DC electric fields using the electro-optic effect », in *IEE Proc. Vol. 132, Pt. J, no. 3, June 1985*.
- [22] M. Ohtsuka, T Shimomura, « Sensor characteristic stabilization method for an optical voltage sensor », in *Electronics and communications in Japan, Part 2, vol. 80, no. 2, 1997*.
- [23] T. Takahashi, K. Hidaka, T. Kouno, « New optical-waveguide Pockels sensor for measuring electric fields », in *9th international symposium on high voltage engineering, Austria, Europe, 1995*.

- [24] Serge Huard, « Polarisation de la lumière », Masson, 1993.
- [25] C. Rosso, Thèse de Doctorat, « Élaboration et caractérisation de l'iodate de lithium (LiIO_3) pour l'optique guidée », Université de Savoie, 1995.
- [26] M. Aillerie, Thèse de Doctorat, « Étude comparée des méthodes de mesure des coefficients électro-optique, application au LiNbO_3 », Université de Metz, 1991.
- [27] M. Passard, C. Barthod, M. Fortin, C. Galez, J. Bouillot « Design and optimization of a low frequency electric field sensor using Pockels effect », in Proceedings of the 17th IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference (IMTC), vol 2, pp 840-845, Baltimore, Maryland, USA May 1-4, 2000.
- [28] C. Barthod, M. Passard, M. Fortin, C. Galez and J. Bouillot « Design and optimization of an optical high electric field sensor », in Conference Digest, Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM), pp. 423-424, Sydney, Australia, 14-19 May 2000.
- [29] Abid Youssef, Thèse de Doctorat, « Étude des effets électro-optiques du titanate de baryum pur et dopé au fer : Influence de la longueur d'onde et de la température », Université de Bourgogne, 1994.
- [30] Y.M. Gaba, D. Yu Sugak, I.M. Kravchuk, « On the possible application of the LiNbO_3 single crystals as temperature indicators on the base of their temperature dependencies of birefringence », in *Proc. SPIE vol. 2795*, pp. 321-324, 1996.
- [32] Lionel Nevoret, Rapport de stage, « Développement d'un capteur optique de champ électrique », LAIMAN, Université de Savoie, 1998.

- [33] G. Bruhat, cours de physique générale, « Optique », sixième édition, Masson, 1992.
- [34] P. Ferdiand, « Capteurs à fibre optique », Lavoisier, 1992.
- [35] J-P. Goule, « Capteurs optique – Capteurs à fibre optique », Entropie, 1990.
- [36] OZOPTICS LTD. «Laser to fiber delivery systems »
<http://www.ozoptics.com/form1.htm#BACK>, Août 2000.
- [37] H. Sato, S. Yanagi, Y. Shuto, M. Ohno, S. Tohno, « Injection molded fiber-optic connector components for single-mode fiber applications », in *IEICE TRANS. ELECTRON.*, vol. E82-C, NO.8 pp. 1578-1583, AUGUST 1999.