

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

Réalisation d'une procédure de traitement des fibres optiques
par poling thermique et ultra-violet

CHANTAL MAROIS

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE ET DE GÉNIE DES MATÉRIAUX
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES (M.Sc.A.)
(GÉNIE PHYSIQUE)
NOVEMBRE 1999



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

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

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-48865-9

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Ce mémoire intitulé:

Réalisation d'une procédure de traitement des
fibres optiques par poling thermique et ultra-violet

présenté par: MAROIS Chantal

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

Martinu Ludvik, Ph.D., président

Lacroix Suzanne, D.Sc., membre et directrice de recherche

Meunier Michel, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

Ouellette François, Ph.D., membre

Je dédie ce mémoire à mes parents qui m'ont encouragée et soutenue tout au long de mes études.

Remerciements

J'aimerais remercier en premier lieu ma directrice de recherche Suzanne Lacroix ainsi que mon codirecteur Michel Meunier pour avoir accepté de me prendre comme étudiante. Leurs expertises furent d'un grand secours.

Evidemment, je ne saurais oublier de remercier Nicolas, grand maître du projet de poling, qui a su nous guider vers le succès. aussi délicates et complexes nos expériences furent-elles. Sa foi en la réussite était inébranlable.

Un arrivé tardif mais qui fut d'une grande aide, Marc le post-doc belge-qubécois. Son expertise expérimentale fut fort appréciée dans le projet.

Qui d'autres remercier ? Les techniciens du département évidemment, Yvon, Jean-Paul et Joël aussi dévoués les uns que les autres et évidemment le technicien de notre labo, François.

Enfin, et tout spécialement, je ne peux oublier un Français que j'aime tout particulièrement et sans qui la vie n'aurait été aussi décontractée dans les moments difficiles du projet.

Voilà. Que la force soit avec vous...

Résumé

La silice qui compose les fibres optiques est un matériau amorphe où les effets non-linéaires d'ordre pair sont normalement exclus. Il est donc impossible à priori de réaliser des composants actifs pour les télécommunications à base de fibres optiques tels que modulateurs ou commutateurs optiques.

On a cependant découvert il y a quelques années des techniques qui permettent d'induire une non-linéarité d'ordre pair dans la silice, deux des plus prometteuses étant le poling thermique et le poling ultra-violet. Le présent projet de recherche a pour but, en se fondant sur les résultats publiés, de développer une procédure expérimentale de poling thermique et de poling ultra-violet adaptée aux fibres optiques et d'induire une non-linéarité de second ordre la plus élevée possible.

La procédure de poling thermique utilisée pour traiter les fibres optiques consiste à chauffer celle-ci à près de 300 °C et en même temps, de la soumettre à une tension élevée de plusieurs kilovolts, l'expérience étant effectuée sous vide poussé et pour une durée de 10 à 20 minutes. Le poling ultra-violet est semblable, mais le chauffage est remplacé par une irradiation de la fibre à l'aide d'un laser à 193 nm pulsé. Le traitement des fibres par poling crée un axe de symétrie dans celle-ci qui est parallèle au champ électrique appliqué.

Une fois les fibres traitées, celles-ci sont caractérisées par mesure du second harmonique généré et par modulation électro-optique linéaire à l'aide d'un laser Nd :YAG à 1,064 μm . On a évalué la susceptibilité non-linéaire de deuxième ordre induite par poling thermique à environ 0,007 pm/V pour les polarisations parallèle et perpendiculaire à l'axe de poling. Il reste beaucoup de travail d'optimisation à faire pour augmenter la valeur de la non-linéarité induite, mais la technique est prometteuse.

Abstract

Fused silica, the material from which are made optical fibers, is amorphous and therefore possesses an inversion symmetry. As a result second-order nonlinear effects are not possible, and active devices such as modulators or switches for optical telecommunication systems can not be made from it.

However a few years ago, techniques were reported to induce a second order nonlinearity in fused silica, two of the most promising being the thermal electric field poling and the UV-excited poling. The goal of this research project, was to develop (based on published results) an experimental procedure for thermal electric field poling and UV-excited poling in optical fibers and to induce a second order nonlinearity as strong as possible.

The basic procedure used for thermal poling of optical fibers involves heating the sample to approximately 300 °C in vacuum and simultaneously, applying a high voltage of a few kilovolts accross the fiber. Poling times range from 10 to 20 minutes. UV-poling uses a simular method but heating is replaced by a UV exposure to a 193 nm pulsed laser. Poling creates an axis of symmetry in the fiber parallel to the high electric field applied.

After poling the fibers, the second-order nonlinearity induced is characterized using second harmonic generation and linear electrooptic modulation with a 1.064 μm Nd :YAG laser. The induced second order susceptibility was approximately 0.007 pm/V for both parallel and perpendicular polarizations (with respect to the poling axis). There is still much work to do to optimize the induced nonlinearity, but the technique is promising.

Table des matières

Dédicace	iv
Remerciements	v
Résumé	vi
Abstract	vii
Table des matières	viii
Liste des annexes	ix
Liste des tableaux	x
Table des figures	xi
Liste des sigles et abréviations	xii
Introduction	1
Chapitre 1 Généralités	3
1.1 Théorie de base sur les fibres optiques	4
1.1.1 Caractéristiques	4
1.1.2 Dispersion chromatique	5
1.2 Fibres biréfringentes	6
1.3 Optique non-linéaire dans les fibres optiques	9
1.3.1 Introduction	9
1.3.2 Propagation des ondes dans un milieu non-linéaire	12

1.3.3	Génération du second harmonique	13
1.3.4	Effet électro-optique linéaire	18
Chapitre 2	Poling thermique dans les fibres optiques	21
2.1	Modèles	22
2.2	Montage développé	24
2.2.1	Cloche à vide	24
2.2.2	Porte-fibre	26
2.3	Procédure expérimentale	27
2.3.1	Préparation des fibres	27
2.3.2	Installation et poling	32
Chapitre 3	Poling UV des fibres optiques	40
3.1	Modèles	41
3.2	Montage développé	42
3.2.1	Porte-fibre	43
3.2.2	Montage optique pour l'illumination UV	45
3.3	Procédure expérimentale	46
3.3.1	Conditions expérimentales	46
3.3.2	Configurations de poling	47
3.3.3	Paramètres de poling	49
Chapitre 4	Caractérisation de la non-linéarité de deuxième ordre	53
4.1	Génération du second harmonique	54
4.1.1	Montage expérimental	54
4.1.2	Résultats	57
4.1.3	Analyse	59
4.2	Modulation électro-optique linéaire	65
4.2.1	Montages expérimentaux	66
4.2.2	Résultats	70
4.2.3	Analyse	71
Conclusion		77

Bibliographie	80
--------------------------------	-----------

Liste des annexes

A	Fibre optique ECoretm	84
A.1	Section droite et profil d'indice	84
A.2	Caractéristiques	85
A.3	Nettoyage et clivage	85
A.4	Attaque chimique au HF	86
B	Polissage des fibres optiques	88
B.1	Montage utilisé	88
B.2	Méthode de polissage	89
C	Métallisation par évaporation des fibres	91
D	Photoluminescence dans la fibre ECoreTM en D	93
E	Caractéristiques des matériaux utilisés	95
E.1	Céramique Macor TM	95
E.2	Suprasil TM	95

Liste des tableaux

I.1	Paramètres de l'équation de Sellmeier pour la silice pure [2]	6
A.1	Caractéristiques de la fibre ECore TM 205170-1060s	85
E.1	Caractéristiques du Macor TM	95
E.2	Résistivité du Suprasil TM	95
E.3	Tension de claquage du Suprasil TM	96
E.4	Impuretés présentes dans le Suprasil TM	96

Table des figures

1.1	Section et profil d'indice typique d'une fibre à saut d'indice	4
1.2	Variation de l'indice de réfraction n en fonction de la longueur d'onde pour la silice pure.	7
1.3	Évolution de la polarisation de la lumière lors de la propagation dans une fibre biréfringente, le faisceau étant initialement polarisé à 45° de l'axe lent [1].	9
1.4	Accord de phase obtenu par modification des angles de propagation dans un cristal biréfringent.	17
2.1	Champ permanent interne à la fibre créé par le déplacement ionique dans la silice lors du poling thermique	23
2.2	Schéma du montage élaboré pour le poling thermique	25
2.3	Schéma du porte-fibre pour le poling (partie inférieure).	26
2.4	Diminution du diamètre de la fibre en D	29
2.5	Montage optique pour la mesure des pertes en transmission d'une fibre optique dont le diamètre a été réduit	30
2.6	Électrode métallique évaporée avec cache sur la fibre	31
2.7	Configuration initiale de poling thermique	34
2.8	Configuration de poling thermique avec électrodes directement en contact avec la fibre	34
2.9	Configuration de poling thermique où la fibre est placée dans une rainure	35
2.10	Signal du second harmonique en fonction de la tension appliquée lors du poling. Chaque point correspond à un nouvel échantillon [10] . . .	36
2.11	Signal du second harmonique en fonction de la température de poling. Chaque point est un nouveau poling sur le même échantillon [16]. . .	38

2.12	Signal du second harmonique en fonction de la profondeur d'attaque chimique. Chaque droite correspond à un échantillon plan de silice (poling à 5 kV et 280 °C pour les deux) [10].	38
3.1	Défaut GeE' dans la silice	41
3.2	Schéma du montage élaboré pour le poling UV	44
3.3	Montage optique utilisé pour l'exposition UV des fibres (vue de côté).	45
3.4	Configuration initiale de poling UV	48
3.5	Configuration de poling UV avec électrode évaporée sur la fibre	49
3.6	Produit $V_{\pi}L$ en fonction du temps d'irradiation de fibres traitées par poling UV [25].	50
3.7	Coefficients de deuxième ordre d induits en fonction de l'amplitude du champ électrique pendant le poling UV sur des échantillons de pré-formes de fibres [26].	51
4.1	Montage optique utilisé pour la génération du second harmonique dans les fibres traitées par poling	54
4.2	Puissance moyenne du second harmonique (532 nm) en fonction de la puissance moyenne de la pompe (1,064 μm) dans une fibre traitée par poling thermique (3 kV à 280 °C pendant 15 min.). Le laser est polarisé parallèlement à l'axe de poling.	58
4.3	Puissance moyenne du second harmonique (532 nm) en fonction de la puissance moyenne de la pompe (1,064 μm) dans une fibre traitée par poling thermique (3 kV à 280 °C pendant 15 min.). Le laser est polarisé perpendiculairement à l'axe de poling.	60
4.4	Puissance moyenne de GSH auto-induite (532 nm) en fonction de la puissance moyenne de la pompe (1,064 μm) sur une fibre en D non traitée. Le laser est polarisé parallèlement au petit axe du cœur de la fibre.	61
4.5	Choix du système de coordonnées cartésiennes pour l'analyse des résultats de la caractérisation en GSH des fibres.	62

4.6	Évolution de l'intensité du second harmonique en fonction de la distance de propagation pour deux valeurs différentes de désaccord de phase. Le paramètre a est une constante arbitraire.	64
4.7	Disposition de la fibre pour la modulation électro-optique.	66
4.8	Montage optique pour la modulation électro-optique différentielle (vue de côté). En-dessous, évolution de la polarisation au cours de la propagation.	68
4.9	Interféromètre de Mach Zehnder pour la modulation électro-optique des fibres optiques (vue de dessus).	70
4.10	Déphasage en fonction de la fréquence de modulation du champ électrique et pour quatre amplitudes différentes. La fibre caractérisée est traitée par poling thermique (15 minutes, 280 °C et 3kV).	72
4.11	Déphasage (en μrad) en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué. La fréquence de modulation est de 20 kHz.	75
A.1	Section de la fibre ECore TM (205170-1060s)	84
A.2	Profil d'indice de la fibre ECore TM 205170-1060s	84
A.3	Section d'une fibre ECore TM attaquée au HF48%. La gaine semi-enterrée est attaquée plus rapidement que la gaine optique	87
B.1	Système de polissage des fibres optiques (vue de côté).	88
C.1	Schéma de l'évaporateur utilisé pour la métallisation des fibres optiques.	91
C.2	Porte-échantillon réalisé pour l'évaporation des fibres optiques : a) vue de dessus du porte-échantillon b) vue de côté des lames de rasoir et de la fibre placée au centre de la fente.	92
D.1	Positionnement de la fibre pour les essais d'irradiation à 248 nm.	93
D.2	Photoluminescence de la fibre ECore TM exposée à un laser excimère de 248 nm (30 mJ/impulsion et taux de répétition des impulsions de 8 Hz).	94

Liste des sigles et abréviations

Δ	Différence d'indice entre le cœur et la gaine optique
n_{co}	Indice du cœur d'une fibre optique
n_{go}	Indice de la gaine d'une fibre optique
V	Fréquence normalisée
k_0	Nombre d'onde dans le vide
a	Rayon du cœur
λ	Longueur d'onde dans le vide
ω	Fréquence optique
$n(\omega)$	Indice de réfraction en fonction de la fréquence optique
B_j	Coefficient de l'équation de Sellmeier
λ_j	Longueur d'onde de la résonance j
B	Degré de biréfringence modale
β_i	Constante de propagation d'un mode polarisé selon l'axe i
n_i	Indice effectif d'un mode polarisé selon l'axe i
L_B	Longueur de battement
$P(t)$	Moment dipolaire induit par unité de volume
$E(t)$	Champ électrique de l'onde optique
ε_0	Permittivité du vide
$\chi^{(1)}$	Susceptibilité linéaire
$\chi^{(n)}$	Susceptibilité non-linéaire du n ième ordre où $n \geq 2$
$\chi_{ijk}^{(2)}$	Composantes du tenseur de susceptibilité non-linéaire d'ordre 2
$P^{(2)}(t)$	Moment dipolaire non-linéaire induit de deuxième ordre
$P_i^{(2)}(2\omega)$	Composante du moment dipolaire non-linéaire induit d'ordre 2
$E_j(\omega)$	Composante du champ électrique de l'onde optique

ρ	Densité de charges libres
$\mathbf{D}$	Vecteur déplacement électrique
$\mathbf{B}$	Vecteur induction magnétique
μ_0	Perméabilité du vide
$\mathbf{H}$	Vecteur champ magnétique
$\mathbf{E}$	Vecteur champ électrique
P_L	Moment dipolaire linéaire induit par unité de volume
P_{NL}	Moment dipolaire non-linéaire induit par unité de volume
D_L	Vecteur déplacement électrique linéaire
ε	Tenseur diélectrique réel
n	Indice optique du milieu
c	Vitesse de la lumière dans le vide
ω_i	Fréquence optique de l'onde i
$E_i(z, t)$	Champ électrique de l'onde plane i
$A_i(z)$	Amplitude du champ électrique de l'onde plane i
k_i	Vecteur d'onde de l'onde i
P_i	Amplitude du moment dipolaire induit de l'onde i
Δk	Désaccord de vecteur d'onde
$A_{2\omega}$	Amplitude du champ électrique de l'onde à fréquence 2ω
A_ω	Amplitude du champ électrique de l'onde à fréquence ω
L	Longueur du milieu non-linéaire traversé
$n_{2\omega}$	Indice du milieu à la fréquence 2ω
I_i	Intensité de l'onde i
I_ω	Intensité de l'onde à fréquence ω
$I_{2\omega}$	Intensité de l'onde à fréquence 2ω
n_i	Indice du milieu à la fréquence de l'onde i
n_ω	Indice du milieu à la fréquence ω
L_c	Longueur de cohérence
$\mathbf{k}_i$	Vecteur d'onde de l'onde i
$\chi_{il}^{(2)}$	Composantes du tenseur $\chi^{(2)}$ en notation contractée
$n_{x,y \text{ ou } z}$	Valeurs principales de l'ellipsoïde des indices
η_{ij}	Tenseur d'imperméabilité

r_{ijk} ou r	Tenseur électro-optique linéaire
s_{ijk}	Tenseur électro-optique quadratique
$\Delta\phi$	Déphasage
Δn	Différence d'indice
L	Longueur de la zone non-linéaire d'une fibre traitée par poling
r_{lk}	Tenseur électro-optique linéaire en notation contractée
V	Tension continue appliquée
d	Distance entre électrodes dans un modulateur électro-optique
$\chi^{(3)}$	Susceptibilité non-linéaire de troisième ordre
E_{dc}	Champ électrique statique externe appliqué
N	Nombre de molécules
β	Hyperpolarisabilité
θ	Angle entre le champ statique et le dipôle
E_{dc}	Champ électrique statique interne créé par poling dans la fibre
E_ω	Champ électrique de l'onde optique à fréquence ω
$P_{2\omega}$	Puissance de l'onde optique à fréquence 2ω
P_ω	Puissance de l'onde optique à fréquence ω
A	Aire effective
A_ω	Aire effective du mode à la fréquence ω
$A_{2\omega}$	Aire effective du mode à la fréquence 2ω
GSH	Génération de second harmonique
PL	Photoluminescence
HF	Acide fluorhydrique
UV	Ultra-violet

Introduction

L'industrie des télécommunications optiques est en plein essort actuellement. On a besoin, de jour en jour, d'un réseau plus performant, plus dense et au plus faible coût possible.

L'apparition, sur le marché, des fibres optiques de silice à très faibles pertes a permis d'augmenter de façon considérable le taux de transmission et le débit des systèmes de télécommunication. De plus en plus, les réseaux traditionnels se voient remplacés par des réseaux à base de fibres optiques. Ces réseaux de communications optiques ont cependant besoin de composants actifs permettant de commuter ou moduler les signaux optiques ou encore d'effectuer des conversions de fréquence. Or, la commutation, modulation ou conversion de fréquences de signaux optiques, etc. se basent sur des effets non-linéaires d'ordre pair qui ne sont pas présents dans tous les matériaux.

Puisque la silice composant les fibres optiques est un matériau amorphe, les effets non-linéaires d'ordre pair sont absents. Il est ainsi impossible de réaliser ces dispositifs à base de fibres. Ce sont les cristaux non-linéaires qui pour l'instant composent ces dispositifs.

Les réseaux de télécommunications bénéficieraient grandement de dispositifs actifs tout-fibres car la silice comportent plusieurs avantages par rapport aux cristaux non-linéaires, tels que propriétés optiques supérieures et faibles coûts de fabrication. En effet la silice est un matériau où les pertes optiques sont très faibles, transparente sur un large intervalle de longueurs d'onde et dont le seuil de dommages optiques est élevé.

De plus, l'utilisation des cristaux non-linéaires dans les réseaux à fibres optiques compliquent les systèmes. Il faut des composants intermédiaires (lentilles par exemple) pour coupler ou adapter le faisceau laser passant d'une fibre unimodale à un cristal

non-linéaire, puis de nouveau à une fibre. Il serait très avantageux de pouvoir combiner tous ces éléments en une seule fibre. En outre, un dispositif actif tout-fibre se verrait être plus stable thermiquement et mécaniquement.

La découverte, à la fin des années 80, d'un traitement qui permet d'induire une non-linéarité de deuxième ordre dans les fibres de silice a éveillé de grandes espérances, car on pouvait espérer voir, dans un jour prochain, les fibres optiques remplacer les cristaux non-linéaires dans les dispositifs actifs. À partir de cette découverte, on a développé des techniques encore plus prometteuses pour induire une non-linéarité d'ordre pair dans la silice, soient les poling thermique et ultra-violet.

Dans le but de développer une expertise dans ce domaine, le Laboratoire des fibres optiques de l'École Polytechnique de Montréal a débuté des travaux sur les poling thermique et ultra-violet. Le projet de maîtrise présenté ici s'inscrit dans ce cadre de recherche et avait pour but de développer une procédure expérimentale applicable aux fibres optiques pour ces deux techniques.

Le mémoire se divise en quatre chapitres. Le premier présente les notions théoriques nécessaires à la compréhension du projet de recherche, à commencer par quelques notions de base sur les fibres optiques classiques, sur les fibres biréfringentes et une introduction à l'optique non-linéaire. Les deuxième et troisième chapitres exposent les procédures expérimentales développées respectivement pour le poling thermique et ultra-violet. Le dernier chapitre présente les résultats obtenus pour la caractérisation de la non-linéarité induite sur les fibres optiques.

Chapitre 1

Généralités

Le traitement des fibres optiques de silice par «poling»¹ thermique et ultra-violet mène à l'induction d'une non-linéarité de deuxième ordre. Le poling thermique consiste à chauffer la fibre à quelques centaines de degrés Celsius en lui appliquant simultanément une haute tension de l'ordre du kilovolt. Le poling ultra-violet est semblable, mais le chauffage est remplacé par une irradiation UV. Dans les deux cas, un axe de symétrie est créé dans la silice composant la fibre ce qui se traduit par l'apparition d'une non-linéarité de second ordre.

Autant les modèles proposés pour expliquer l'apparition de cette non-linéarité que les méthodes de caractérisation demandent, pour les comprendre, des connaissances de base en ce qui a trait aux propriétés des fibres optiques et de l'optique non-linéaire en général. Le présent chapitre a pour but de présenter les concepts nécessaires à la compréhension des poling thermique et ultra-violet appliqués aux fibres optiques.

Dans les pages qui suivent, nous effectuons en premier lieu un rappel de certaines caractéristiques des fibres optiques, telles que leur configuration de guide, quelques propriétés en découplant et la dispersion chromatique de la silice qui les constitue.

Une deuxième section est dédiée aux fibres biréfringentes. On y explique, entre autres, les propriétés additionnelles de celles-ci par rapport aux fibres conventionnelles et leur intérêt.

La troisième et dernière section du chapitre se veut une introduction à l'optique non-linéaire. On y discute des processus non-linéaires et de leur origine, de la propa-

¹Le terme anglais «poling» est utilisé dans ce mémoire faute d'équivalent français bien adapté

gation des ondes dans les milieux non-linéaires, de génération du second harmonique et en dernier lieu de l'effet électro-optique. Ces deux derniers processus concernent particulièrement la caractérisation des effets non-linéaires induits dans les fibres.

1.1 Théorie de base sur les fibres optiques

1.1.1 Caractéristiques

Une fibre optique est un guide cylindrique de silice composé d'un cœur central et entouré d'une gaine optique, gaine dont l'indice de réfraction est légèrement inférieur à celui du cœur. Cette différence d'indice en faveur du noyau de la fibre permet à une onde électromagnétique d'être guidée.

Cette fibre, décrite dans sa forme la plus simple, est en fait ce qu'on appelle une fibre à saut d'indice par opposition aux fibres à gradient d'indice dans lesquelles l'indice de réfraction du cœur diminue graduellement du centre à sa limite. La figure 1.1 donne un aperçu de la section et du profil d'indice d'une fibre à saut d'indice.

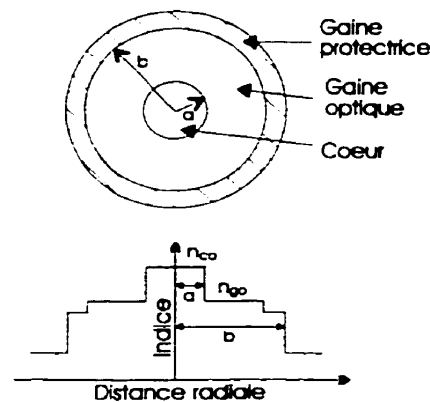


FIG. 1.1 – Section et profil d'indice typique d'une fibre à saut d'indice

On obtient la différence d'indice entre le cœur et la gaine optique de la fibre en dopant la silice. Des dopants tels que GeO_2 et P_2O_5 augmentent l'indice de réfraction de la silice pure et sont appropriés pour le cœur. La gaine optique pour sa part est généralement constituée de silice pure, mais le bore ou le fluor sont parfois utilisés

pour en diminuer l'indice.

Deux paramètres importants utilisés pour caractériser les fibres optiques sont la différence d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre Δ :

$$\Delta = \frac{n_{co}^2 - n_{go}^2}{2n_{co}^2} \simeq \frac{n_{co} - n_{go}}{n_{co}} \quad (1.1)$$

et la fréquence normalisée V :

$$V = k_0 a (n_{co}^2 - n_{go}^2)^{1/2} \quad (1.2)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde dans le vide, a est le rayon du cœur et λ est la longueur d'onde de la lumière dans le vide. La fréquence normalisée nous renseigne sur le nombre de modes pouvant se propager dans la fibre pour une valeur donnée de la longueur d'onde. Par exemple, on peut démontrer en résolvant l'équation de propagation des ondes dans une fibre à saut d'indice que celle-ci est unimodale pour $V < 2.405$ [1].

C'est la dimension du cœur qui différencie une fibre unimodale d'une fibre multimodale : on a typiquement pour une fibre multimodale $a = 25$ à $30 \mu\text{m}$ alors que pour une fibre unimodale, ayant une différence d'indice entre le cœur et la gaine de $\Delta \sim 3 \times 10^{-3}$, le rayon du cœur est plutôt de quelques micromètres. Les fibres utilisées dans ce projet de maîtrise sont essentiellement unimodales.

1.1.2 Dispersion chromatique

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un diélectrique, cette dernière interagit avec ses électrons liés et la réponse du milieu sera généralement fonction de la fréquence optique ω de l'onde incidente. Cette propriété qu'on nomme dispersion chromatique se manifeste par une dépendance en fréquence de l'indice de réfraction, soit $n(\omega)$. Elle a une influence importante sur le processus de génération du second harmonique.

L'origine de la dispersion est étroitement liée aux fréquences de résonance du milieu. A ces fréquences spécifiques, le milieu diélectrique absorbe l'onde par oscillations

TAB. 1.1 - Paramètres de l'équation de Sellmeier pour la silice pure [2]

B_j	λ_j (μm)
0,6961	0,0684
0,4079	0,1162
0,8974	9,8961

de ses électrons liés. Loin des résonances, l'indice de réfraction est bien représenté par l'équation de dispersion de Sellmeier :

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \quad (1.3)$$

où λ_j représente une longueur d'onde de résonance et B_j est un coefficient relié à l'amplitude de la j ème résonance. La sommation précédente est effectuée sur toutes les résonances qui contribuent à la valeur de l'indice sur la gamme de longueurs d'onde étudiée.

Par exemple, pour la silice pure, les paramètres sont tels que donnés par le tableau 1.1. La figure 1.2 illustre la courbe de dispersion obtenue pour la silice, à l'aide de l'équation de Sellmeier, sur l'intervalle de longueur d'onde 0.2 à 1.6 μm . En ce qui concerne les fibres optiques constituées de silice dopée, on obtient les paramètres λ_j et B_j en rapprochant les courbes de dispersion obtenues expérimentalement avec celle donnée par l'équation 1.3 où $m = 3$.

1.2 Fibres biréfringentes

Les fibres qu'on considère unimodales ne le sont en vérité pas tout à fait. Elles supportent deux modes dégénérés orthogonaux. Dans le cas d'une fibre qui aurait une géométrie cylindrique et une isotropie parfaites, un mode excité avec une polarisation linéaire selon x à l'entrée de la fibre ne pourrait se coupler avec un mode polarisé orthogonalement selon y . La polarisation linéaire serait maintenue tout au long de la propagation et on retrouverait à la sortie de la fibre la même situation qu'à l'entrée.

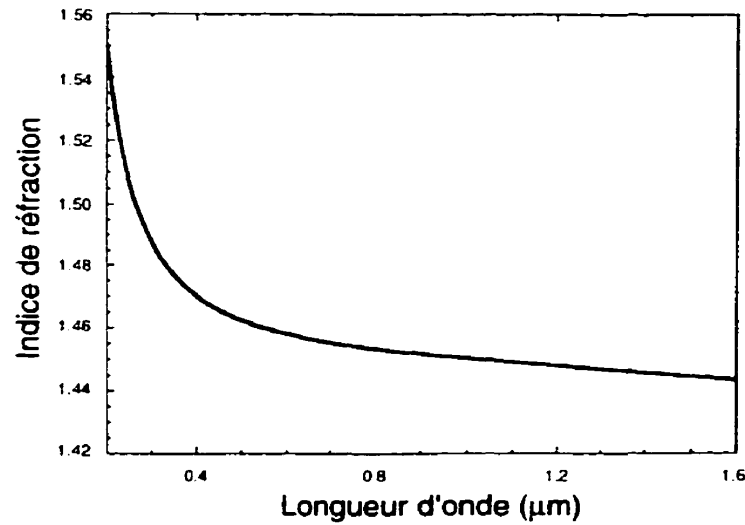


FIG. 1.2 - Variation de l'indice de réfraction n en fonction de la longueur d'onde pour la silice pure.

En pratique, les fibres optiques comportent toujours de légères imperfections ce qui se traduit par une levée de dégénérescence entre les deux modes et des possibilités de couplage. D'un point de vue mathématique, la constante de propagation des modes $\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c}$ (où c est la vitesse de la lumière dans le vide) devient différente pour les modes polarisés selon x et selon y . C'est ce qu'on appelle la biréfringence modale. Le degré de biréfringence modale s'exprime comme suit :

$$B = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| \quad (1.4)$$

où n_x et n_y sont les indices effectifs des modes pour les deux états orthogonaux de polarisation.

On peut montrer que la puissance est échangée périodiquement entre les modes au fur et à mesure de leur propagation dans la fibre. Cette période L_B appelée longueur de battement se définit de la façon suivante :

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B} \quad (1.5)$$

On appelle en général axe rapide, l'axe de la fibre dont l'indice effectif est le plus faible et celui ayant l'indice effectif le plus élevé, l'axe lent.

Dans les fibres unimodales conventionnelles comportant de petites imperfections, le degré de biréfringence B n'est pas constant le long de la fibre. Par conséquent, lorsqu'on injecte une polarisation linéaire à l'entrée de la fibre, très rapidement son état change et devient totalement arbitraire.

Pour certaines applications, il est nécessaire de conserver l'état de polarisation de la lumière lors de la propagation et il faut utiliser des fibres à maintien de polarisation. Ces fibres sont obtenues en introduisant intentionnellement une forte biréfringence lors de leur fabrication de telle sorte que les imperfections mentionnées précédemment soient négligeables. Cette forte biréfringence est introduite soit en fabriquant une fibre dont le cœur ou la gaine est de forme elliptique ($B \sim 10^{-6}$), soit en créant une contrainte dans la fibre lors de sa fabrication (tiges insérées dans la fibre avant l'étirage par exemple). Le degré de biréfringence obtenu dans ce dernier cas est de l'ordre de 10^{-4} .

Le maintien de l'état de polarisation de la lumière ne se fait que sous certaines conditions. Il faut absolument repérer les axes lent et rapide de la fibre. Si la lumière incidente est injectée avec une polarisation linéaire selon un des axes, elle restera dans cet état tout au long de sa propagation dans la fibre. Cependant, si le faisceau est injecté avec une polarisation linéaire à angle par rapport aux axes, l'état de polarisation se transformera périodiquement. En fait cette périodicité n'est autre que la longueur de battement L_B .

La figure 1.3 illustre ce qu'il advient de l'état de polarisation d'un faisceau de lumière injecté avec une polarisation linéaire à 45° des axes de biréfringence de la fibre. L'état de polarisation se transforme, en l'espace d'une demi-longueur de battement, de linéaire à elliptique, à circulaire, à elliptique et redevient polarisé linéairement mais cette fois à 90° de la polarisation initiale. On retrouve l'état de polarisation initial à $z = L_B$ et ses multiples. A titre d'exemple, la longueur de battement est d'environ 1 cm pour une fibre fortement biréfringente ayant un degré de biréfringence de 10^{-4} .

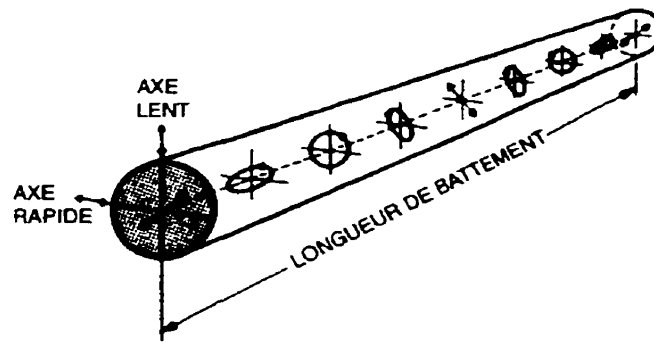


FIG. 1.3 – Évolution de la polarisation de la lumière lors de la propagation dans une fibre biréfringente, le faisceau étant initialement polarisé à 45° de l'axe lent [1].

1.3 Optique non-linéaire dans les fibres optiques

1.3.1 Introduction

Les phénomènes dits «non-linéaires» en optique le sont dans le sens où ils apparaissent lorsque la réponse d'un milieu à un champ optique intense dépend de façon non-linéaire de l'amplitude de ce même champ. Par exemple, la génération du second harmonique (GSH) provient d'une réponse quadratique des atomes à l'amplitude d'un champ optique. L'intensité de la lumière générée à la fréquence du second harmonique augmente ainsi comme le carré de l'intensité du faisceau laser pompe.

Pour comprendre ce qu'on entend par non-linéarité optique, on considère la dépendance de la polarisation $P(t)$ (moment dipolaire induit par unité de volume) d'un milieu sous l'effet d'un champ optique $E(t)$. Dans le cas de l'optique linéaire, la polarisation induite $P(t)$ dans le milieu dépend linéairement de l'amplitude du champ selon la relation suivante :

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (1.6)$$

où la constante $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité diélectrique linéaire du milieu étudié.

Lorsque le champ optique appliqué au milieu devient suffisamment grand, la polarisation induite n'est plus linéaire avec le champ et doit être développée en série de

puissances :

$$P(t) = \varepsilon_0 \{ \chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \} \quad (1.7)$$

Pour simplifier, on a écrit les équations 1.6 et 1.7 avec des quantités scalaires, mais en réalité, la polarisation et les champs sont des vecteurs de sorte que les susceptibilités $\chi^{(n)}$ sont des tenseurs de rang $n + 1$.

Les quantités $\chi^{(n)}$ de l'équation précédente sont les susceptibilités non-linéaires d'ordre n . Typiquement, $\chi^{(2)}$ prend des valeurs de l'ordre de 2 pm/V et $\chi^{(3)}$ de l'ordre de $4 \times 10^{-12} \text{ pm}^2/\text{V}^2$. Pour fin de comparaison, $\chi^{(1)}$ est une grandeur sans dimension de l'ordre de l'unité. Puisque la valeur de la susceptibilité non-linéaire diminue avec l'augmentation de l'ordre n , les phénomènes non-linéaires prépondérants sont ceux du deuxième et troisième ordres.

Le terme de second ordre permet d'obtenir les mélanges à trois ondes. Deux ondes sont combinées pour en obtenir une troisième dont la fréquence est la somme ou la différence des deux fréquences initiales. Ce processus inclut la GSH où deux faisceaux de même fréquence se combinent pour produire une source cohérente dont la fréquence est deux fois celle des faisceaux pompes. A titre d'exemple, voyons une définition simple de cette dernière.

Dans le cas le plus simple d'un milieu sans perte et non-dispersif, si nous avons un faisceau laser incident sur le milieu de susceptibilité de second ordre non nulle, dont le champ électrique se représente comme suit :

$$E(t) = \frac{1}{2} (E e^{-i\omega t} + c.c.) \quad (1.8)$$

La polarisation de deuxième ordre induite dans le milieu sera, à l'aide de l'équation 1.7 :

$$P^{(2)}(t) = \frac{1}{2} \left[\varepsilon_0 \chi^{(2)} E E^* + \frac{\varepsilon_0 \chi^{(2)}}{2} (E^2 e^{-2i\omega t} + c.c.) \right] \quad (1.9)$$

On voit clairement que la polarisation induite de second ordre comprend une contribution à fréquence zéro (premier terme, appelé rectification optique) et une contribution à fréquence 2ω (deuxième terme) responsable de la GSH.

Dans le cas plus général où le milieu est anisotrope et non-transparent à la fréquence considérée, la susceptibilité est un tenseur de rang 3 comportant 27 éléments et qu'on note $\chi_{ijk}^{(2)}$ où ijk sont les composantes cartésiennes. Les amplitudes complexes des composantes du vecteur polarisation s'écrivent alors sous la forme :

$$P_i^{(2)}(2\omega) = \frac{\varepsilon_0}{2} \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)}(2\omega; \omega, \omega) E_j(\omega) E_k(\omega) \quad (1.10)$$

où les $E_j(\omega)$ sont les amplitudes complexes des composantes du vecteur champ électrique.

Il faut noter que les effets de deuxième ordre ne peuvent intervenir que dans les milieux ne possédant pas de centre d'inversion. Les liquides, les gaz, les solides amorphes (les verres par exemple, dont la silice) et les cristaux centrosymétriques restant invariant par symétrie d'inversion, leurs susceptibilités d'ordre pair sont nulles.

On peut démontrer cette propriété encore une fois dans le cas particulier de la GSH dans un milieu transparent et non-dispersif. On a alors la relation :

$$P^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} [E(t)]^2 \quad (1.11)$$

qui se transforme en ce qui suit lorsqu'on change le signe du champ $E(t)$:

$$-P^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} [-E(t)]^2 \quad (1.12)$$

On a que $-P^{(2)}(t) = P^{(2)}(t)$, il faut donc que $\chi^{(2)}$ soit nulle. Cette propriété se généralise à tous les milieux centrosymétriques et pour tous les processus non-linéaires d'ordre pair. On voit donc que pour la silice, matériau d'intérêt dans cette étude, la plus petite susceptibilité non-linéaire naturellement présente est d'ordre 3.

En plus de la GSH, nous retrouvons dans les processus de deuxième ordre, l'effet électro-optique linéaire ou effet Pockels. Ici, l'indice de réfraction du milieu est modifié lors de l'application combinée d'un champ électrique continu (ou de faible fréquence) et d'un champ optique. Cet effet est largement utilisé dans les modulateurs et les commutateurs optiques.

Le terme de troisième ordre nous donne les mélanges à quatre ondes [1, 3]. Pour n'en nommer que quelques-uns, nous retrouvons la génération du troisième harmonique, l'effet électro-optique quadratique ou effet Kerr, l'autofocalisation, la conjugaison de phase, etc. Ces processus non-linéaires du troisième ordre décrits par $\chi^{(3)}$ peuvent se produire dans tous les milieux cette fois, avec ou sans centre d'inversion. Il faut par contre noter que si les effets de deuxième ordre existent, ce sont eux qui prédominent.

1.3.2 Propagation des ondes dans un milieu non-linéaire

Les équations de propagation des ondes optiques dans un milieu non-linéaire découlent des équations de Maxwell. Dans le cas des diélectriques qui sont des milieux non-magnétiques, exempts de charges libres ou de courants, on a $\rho = 0$, $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ et $\mathbf{M} = 0$.

On obtient les équations de Maxwell suivantes :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.13)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.14)$$

et avec :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (1.15)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.16)$$

A l'aide des équations précédentes, on est à même d'éliminer $\mathbf{B}$ et $\mathbf{D}$ pour ne garder que $\mathbf{E}$ et $\mathbf{P}$ et obtenir l'équation générale de propagation des ondes électromagnétiques dans les diélectriques :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P} \quad (1.17)$$

Comme il a été mentionné plus tôt, on peut exprimer simplement $\mathbf{P}$ en fonction de $\mathbf{E}$ comme dans l'équation 1.7 si nous nous situons loin des fréquences de résonance du milieu. C'est le cas pour les fibres optiques dans le domaine de longueur d'onde 0.5 à 2 μm . On peut réécrire l'équation 1.7 :

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \quad (1.18)$$

De plus, si le milieu est non-dispersif et sans perte, $\mathbf{D}$ s'exprime en fonction de $\mathbf{E}$ par l'entremise du tenseur diélectrique réel ε qui devient scalaire pour un milieu isotrope. Ce qui nous permet d'écrire :

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_L + \mathbf{P}_{NL} = (\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}_L) + \mathbf{P}_{NL} = \varepsilon \mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL} \quad (1.19)$$

avec $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi^{(1)})$. On peut reformuler l'équation d'onde comme suit pour isoler la polarisation non-linéaire :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{NL} \quad (1.20)$$

Dans la plupart des cas, le premier terme à gauche de l'équation se réduit (identités vectorielles) au Laplacien de $\mathbf{E}$ ($-\nabla^2 \mathbf{E}$) car $\nabla \cdot \mathbf{E}$ est nul pour un diélectrique n'ayant aucune charge libre. De plus, puisque les fibres optiques comportent peu de pertes, on peut remplacer ε par $\varepsilon_0 n^2$.

La polarisation non-linéaire dans l'équation est en fait un terme source qui fait apparaître la conversion de fréquences. Elle produit une accélération des électrons qui induit l'émission d'une onde électromagnétique à fréquence modifiée car le processus est non-linéaire par rapport à l'onde incidente. Dans le cas où $\mathbf{P}_{NL} = 0$, la solution de l'équation d'onde serait celle d'une onde libre se propageant à vitesse c/n .

1.3.3 Génération du second harmonique

L'équation d'onde (équation 1.20) de la section précédente peut-être utilisée pour décrire les différents processus optiques non-linéaires, notamment l'évolution des champs

optiques au cours de leur propagation dans le milieu non-linéaire. Le cas qui nous intéresse dans cette étude est celui de la GSH, nous développons donc les équations pour le cas du mélange à trois ondes $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ et pour un milieu n'ayant pas de centre d'inversion, donc de susceptibilité $\chi^{(2)}$ non nulle.

Pour simplifier le problème, nous nous plaçons dans la situation où le milieu optiquement non-linéaire est sans perte et où les champs optiques initialement présents sont des ondes planes monochromatiques se propageant selon l'axe Oz .

On prend deux ondes planes codirectionnelles incidentes sur le milieu non-linéaire :

$$\begin{aligned} E_1(z, t) &= \frac{1}{2} [A_1 e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + c.c.] \\ E_2(z, t) &= \frac{1}{2} [A_2 e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + c.c.] \end{aligned} \quad (1.21)$$

La polarisation non-linéaire induite qui agit comme terme source a la forme :

$$P_{NL}(z, t) = \frac{1}{2} [P_3 e^{-i\omega_3 t} + c.c.] \quad (1.22)$$

où l'amplitude P_3 se définit, à l'aide des champs incidents et de l'équation 1.10, par :

$$P_3 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} A_{1i} A_{2k} e^{i(k_1 + k_2)z} \quad (1.23)$$

En l'absence de terme source $P_{NL}(z, t)$, la solution de l'équation d'onde 1.20 a la forme d'une onde plane semblable aux équations 1.21. Si le terme source est faible, on s'attend à ce que la solution de l'équation d'onde ait cette même forme, mais avec une amplitude A_3 fonction de z :

$$E_3(z, t) = \frac{1}{2} [A_3(z) e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c.] \quad (1.24)$$

En substituant les équations 1.22, 1.23 et 1.24 dans l'équation d'onde pour un diélectrique sans charge libre et en utilisant l'approximation d'amplitude lentement variable qui dans notre cas s'écrit :

$$\left| \frac{d^2 A_3}{dz^2} \right| \ll \left| k_3 \frac{dA_3}{dz} \right| \quad (1.25)$$

on obtient l'équation d'évolution de l'amplitude du second harmonique :

$$\frac{dA_{2\omega}}{dz} = \frac{i(2\omega)}{cn_{2\omega}} \frac{\chi_{ijk}^{(2)}}{4} A_{\omega}^2 e^{i\Delta k z} \quad (1.26)$$

On a remplacé ici les indices 1 et 2 par ω car les ondes sources proviennent du même faisceau incident et l'indice 3 par 2ω qui n'est autre que la fréquence de l'onde générée. Le terme $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$ correspond au désaccord de vecteur d'onde (ou désaccord de phase).

1.3.3.1 Effet du désaccord de phase sur le doublage de fréquence

Pour résoudre simplement l'équation d'évolution de l'amplitude du second harmonique, on suppose premièrement que l'onde à fréquence double n'existe pas à l'entrée du milieu non-linéaire : $A_{2\omega}(z = 0) = 0$. On présume aussi que la conversion de fréquences est suffisamment faible pour pouvoir négliger la diminution de l'intensité de l'onde incidente qui en résulterait : $A_{\omega}(z) = A_{\omega}(0)$.

Dans le cas où nous aurions le parfait accord de phase $\Delta k = 0$, l'amplitude de l'onde générée à fréquence double $A_{2\omega}$ augmenterait linéairement avec z et donc son intensité quadratiquement. C'est lorsque cette condition est remplie que la conversion de fréquence est la plus efficace. Tous les atomes du milieu émettent alors des ondes en phase qui s'additionnent de façon cohérente tout au long de la propagation.

Si nous avons un désaccord de phase, l'intensité émise à fréquence double est inférieure au cas où nous avons l'accord parfait. Dans cette situation, l'onde générée en un point du milieu et qui se propage, n'est pas en phase avec celle générée en un autre point. On doit donc intégrer l'équation 1.26 sur la longueur du milieu non-linéaire traversé (0 à L) pour obtenir :

$$A_{2\omega}(L) = \frac{i(2\omega)}{cn_{2\omega}} \frac{\chi_{ijk}^{(2)}}{4} A_{\omega}^2 \left(\frac{e^{i\Delta k L} - 1}{i\Delta k} \right) \quad (1.27)$$

et avec l'intensité définit comme suit :

$$I_i = \frac{1}{2} n_i \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} |A_i|^2. \quad (1.28)$$

on obtient l'intensité de GSH en $z = L$ en fonction de l'intensité du faisceau incident :

$$I_{2\omega}(L) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{1}{c^2} \omega^2 \frac{[\chi^{(2)}]^2 L^2 I_\omega^2}{n_\omega^2 n_{2\omega}} \text{sinc}^2 \frac{\Delta k L}{2} \quad (1.29)$$

L'effet du désaccord de phase est entièrement inclus dans le sinus cardinal $\text{sinc}^2(\Delta k L/2)$. On peut aussi définir la longueur de cohérence L_c à l'aide de la définition du désaccord de vecteur d'onde. Cette dernière est la distance après laquelle on obtient l'opposition de phase entre les ondes à fréquence ω et 2ω .

$$\begin{aligned} \Delta k L_c &= \pi \\ L_c &= \frac{\lambda}{4(n_{2\omega} - n_\omega)} \end{aligned} \quad (1.30)$$

La présence d'un désaccord de phase est directement reliée à la dispersion chromatique de la silice.

1.3.3.2 GSH dans les fibres optiques

Comme on peut le voir dans l'équation 1.29, l'intensité du deuxième harmonique est d'autant plus grande que le milieu possède une valeur élevée de $\chi^{(2)}$. Il est possible de maximiser la non-linéarité de deuxième ordre induite dans les fibres en faisant varier les paramètres de poling tels que durée, température, amplitude du champ électrique. On pourrait mentionner aussi la longueur L de la zone non-linéaire traversée par la pompe (I_ω), paramètre qu'on peut facilement modifier pour les fibres.

Le paramètre problématique lorsqu'on travaille au poling de fibres optiques concerne l'accord de phase Δk . Ce dernier est critique pour l'obtention d'une bonne efficacité de conversion. On peut montrer facilement que la condition d'accord de phase pour la GSH équivaut à avoir $n_{2\omega} = n_\omega$. Malheureusement, cette condition ne peut être remplie pour un matériau isotrope dont la dispersion chromatique est normale ($n(\lambda)$ est une fonction décroissante de λ , voir figure 1.2) telle que la silice composant les fibres optiques.

Dans le cas des cristaux, on peut obtenir l'accord de phase en utilisant la biréfringence naturelle, c'est-à-dire la dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la direction de polarisation. Selon les angles de propagation et directions de polarisation

des ondes, on peut réussir à obtenir l'accord parfait. Par exemple, pour un mélange à trois ondes, on peut obtenir l'accord de phase dans un cristal biréfringent dans une situation où on aurait $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ selon le schéma de la figure 1.4.

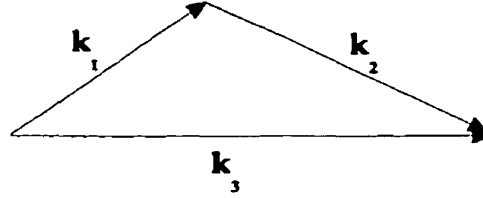


FIG. 1.4 – Accord de phase obtenu par modification des angles de propagation dans un cristal biréfringent.

Pour les fibres optiques unimodales, puisque les ondes sont guidées, il est impossible d'utiliser cette technique. Pour avoir de bonnes efficacités de conversion et pallier l'effet du désaccord de phase, il est possible de faire appel à une technique de quasi-accord de phase lors du poling [4, 5, 6]. On fait varier ici périodiquement le signe ou l'amplitude de la non-linéarité induite ($\chi^{(2)}$) sur un nombre entier de longueurs de cohérence L_c . Sans le quasi-accord de phase, l'efficacité de conversion $I_{2\omega}/I_\omega$ est très faible.

1.3.3.3 Symétries

Jusqu'à maintenant, nous avons présenté différentes notions et équations d'optique non-linéaire. En outre, l'équation 1.29 qui nous donne l'intensité du second harmonique généré sera d'une grande utilité pour évaluer la susceptibilité $\chi_{ijk}^{(2)}$ induite par poling.

Cette susceptibilité est en fait un tenseur de rang 3 comportant 27 éléments. Plusieurs de ces derniers sont cependant nuls grâce aux propriétés de symétrie du milieu et il ne sera pas nécessaire de tous les évaluer.

La condition de symétrie de Kleinman [3], applicable lorsque les fréquences optiques en jeu sont loin des fréquences de résonance du milieu, permet de réduire le nombre d'éléments indépendants du tenseur. Sous cette condition, $\chi_{ijk}^{(2)}$ est invariant par permutation circulaire des indices. En adoptant la notation contractée (permuta-

tion des indices jk , notation valide lorsque la condition de Kleinman est applicable) pour $\chi_{ijk}^{(2)}$, c'est-à-dire $\chi_{il}^{(2)}$, où :

$$\begin{array}{cccccc} jk : & 11 & 22 & 33 & 23 \text{ ou } 32 & 31 \text{ ou } 13 & 21 \text{ ou } 12 \\ l : & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \end{array}$$

et la condition de Kleinman, on se retrouve avec seulement 10 éléments indépendants dans une matrice 3×6 [3]. Ce résultat sera repris plus loin pour définir le tenseur $\chi^{(2)}$ de la silice traitée par poling.

1.3.4 Effet électro-optique linéaire

La génération du second harmonique n'est qu'une des manifestations physiques de la présence d'une non-linéarité de deuxième ordre dans un milieu. C'est une des méthodes que nous avons utilisé pour caractériser la non-linéarité induite dans les fibres ayant subi un poling. On peut cependant caractériser les fibres à l'aide d'une autre méthode, par mesure de l'effet électro-optique linéaire ² ou encore effet Pockels.

L'effet électro-optique est en fait une variation de l'indice de réfraction d'un milieu sous l'effet d'un champ électrique statique ou de faible fréquence comparativement aux fréquences optiques. Si le changement d'indice est linéaire en fonction du champ, nous sommes en présence de l'effet Pockels, s'il est quadratique, nous avons plutôt l'effet Kerr.

L'effet Pockels peut être exprimé par une susceptibilité de second ordre :

$$P_i^{(2)}(\omega) = \varepsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega; 0, \omega) E_j(\omega) E_k(0) \quad (1.31)$$

Puisque l'effet électro-optique linéaire et la GSH ne font pas intervenir les mêmes fréquences, les susceptibilités associées, $\chi_{ijk}^{(2)}(\omega; 0, \omega)$ et $\chi_{ijk}^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$ sont différentes pour un même matériau. Il est par contre possible de les relier à l'aide de la relation suivante [7] :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega; 0, \omega) \simeq \frac{2\chi_{ijk}^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)}{n^4} \quad (1.32)$$

²Même si le processus est non-linéaire, on parle d'effet électro-optique **linéaire** car le changement d'indice induit varie linéairement en fonction du champ statique appliqué

Comme la GSH, l'effet Pockels est un effet du second ordre et n'est présent naturellement que dans les milieux non-centrosymétriques.

Traditionnellement, on décrit plutôt l'effet électro-optique linéaire à l'aide du tenseur r . Dans la suite de ce mémoire, r sera utilisé pour représenter l'effet Pockels et $\chi^{(2)}$, la susceptibilité non-linéaire associée à la GSH.

On obtient r à partir du tenseur d'imperméabilité η_{ij} [3] (inverse du tenseur diélectrique $\eta_{ij} = 1/\varepsilon_{ij}$) qu'on relie à l'ellipsoïde des indices du milieu qui s'exprime comme suit :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (1.33)$$

où les axes principaux de l'ellipsoïde sont x , y et z et les valeurs principales associées n_x^2 , n_y^2 et n_z^2 . Ces dernières, exprimées en terme du tenseur d'imperméabilité nous donne : $\eta_{ii} = 1/n_i^2$.

Lorsqu'un champ électrique statique est appliqué au milieu, cela occasionne un déplacement électronique qui a son tour induit un changement dans le tenseur d'imperméabilité. On exprime le changement du tenseur sous forme d'une série de puissances :

$$\eta_{ij} = \eta_{ij}^{(0)} + \sum_k r_{ijk} E_k + \sum_{k,l} s_{ijkl} E_k E_l + \dots \quad (1.34)$$

avec r_{ijk} , le tenseur électro-optique linéaire et s_{ijkl} le tenseur électro-optique quadratique. Le tenseur électro-optique r_{ijk} a les mêmes propriétés de symétrie que le tenseur de susceptibilité non-linéaire $\chi_{ijk}^{(2)}$ ainsi que les mêmes éléments non-nuls.

Leurs éléments ont aussi les mêmes unités. A titre d'exemple, les coefficients de modulateurs électro-optiques courants peuvent avoir des valeurs de 1 à 100 pm/V.

A l'aide des équations 1.33 et 1.34 et de la notation contractée, et sachant que $\eta_{ii}^{(0)} = 1/n_i^2$, on écrit l'expression générale de l'ellipsoïde des indices lorsqu'un champ électrique statique est appliqué au milieu :

$$\begin{aligned} & x^2 \left[\frac{1}{n_x^2} + r_{1k} E_k \right] + y^2 \left[\frac{1}{n_y^2} + r_{2k} E_k \right] + z^2 \left[\frac{1}{n_z^2} + r_{3k} E_k \right] \\ & + 2yz [r_{4k} E_k] + 2xz [r_{5k} E_k] + 2xy [r_{6k} E_k] = 1 \end{aligned} \quad (1.35)$$

où on effectue la sommation sur k variant de 1 à 3 (x , y ou z). La présence de termes croisés dans cette équation indique que l'application du champ statique peut mener à de nouveaux axes principaux pour l'ellipsoïde des indices.

Ce chapitre a présenté les notions nécessaires à la compréhension des poling thermique et ultra-violet dans les fibres optiques.

Quelques concepts de base sur les fibres ont été introduits, notamment la dispersion chromatique de la silice composant les fibres. Une section a aussi été dédiée aux fibres biréfringentes où on a pu expliquer leurs caractéristiques.

Puisque le poling est effectué dans le but d'induire une non-linéarité de deuxième ordre, les bases de l'optique non-linéaire pour les effets de second ordre qui nous intéressent dans ce projet ont fait l'objet d'une section. Ces processus, la génération du second harmonique et l'effet électro-optique linéaire, sont les deux méthodes de caractérisation des fibres traitées par poling.

Enfin, on peut maintenant aborder les travaux expérimentaux réalisés dans le cadre des poling thermique et UV dans les fibres optiques et être en mesure de bien comprendre tous les processus en jeu.

Chapitre 2

Poling thermique dans les fibres optiques

Comme il a été mentionné dans l'introduction de ce mémoire, la possibilité de fabriquer des dispositifs actifs pour les télécommunications tels que commutateurs ou modulateurs à base de fibres optiques de silice comporte de multiples avantages et c'est ce qui motive les présentes recherches.

Différentes méthodes ont été développées à partir de la fin des années 80 pour induire une non-linéarité de deuxième ordre dans les fibres optiques et dans la silice. La GSH auto-induite [8] fut la première méthode rapportée et déclencha l'engouement de la communauté scientifique car il était maintenant démontré que la silice pouvait, par traitement, devenir un matériau non-linéaire de deuxième ordre. La GSH auto-induite apparaît de façon spontanée dans la fibre lorsqu'on laisse se propager pendant plusieurs heures des impulsions optiques de puissance crête approchant la puissance de claquage. Il a été montré par la suite que l'effet pouvait apparaître beaucoup plus rapidement en injectant une faible puissance du second harmonique dans la fibre en même temps que la pompe [9] .

Un peu plus tard, on a développé le poling, effectué thermiquement [10], puis quelques années plus tard par illumination ultra-violette [11]. Les poling thermique et UV sont les méthodes qui ont donné les meilleurs résultats jusqu'à ce jour pour l'induction d'une non-linéarité de deuxième ordre dans les fibres optiques de silice. On a pu obtenir des susceptibilités non-linéaires d'ordre deux de près de 1 pm/V pour

le poling thermique [12, 13, 14] et de 13 pm/V pour le poling UV [15].

Dans les pages qui suivent, nous présentons les travaux expérimentaux effectués dans le cadre du poling thermique, en commençant par une brève introduction théorique, suivie par les montages expérimentaux développés et enfin, la procédure de poling utilisée.

2.1 Modèles

Le poling thermique sur les fibres optiques est réalisé en chauffant la fibre à des températures de l'ordre de 250 - 300 °C ainsi qu'en lui appliquant un champ électrique statique intense ($10^6 - 10^8$ V/m). Ces conditions de température et de champ intense sont maintenues pendant une durée suffisamment longue pour obtenir une brisure de symétrie dans la structure microscopique de la silice. L'échantillon est ensuite refroidi sous champ afin de figer les changements induits jusqu'à ce qu'on soit assuré de sa stabilité thermique. Comme résultat, une non-linéarité de deuxième ordre quasi-permanente est créée dans la fibre avec un temps de vie à température de la pièce de plusieurs années [16, 17].

Les phénomènes expliquant l'apparition de la non-linéarité de deuxième ordre dans les fibres optiques et dans la silice massique ne sont pas encore bien expliqués. Il a cependant été démontré expérimentalement en ce qui concerne le poling thermique que la zone non-linéaire apparaît sur une distance inférieure à 20 μm du côté de l'anode [10, 18, 19].

Une première explication proposée pour l'apparition du $\chi^{(2)}$ dans les fibres se réfère au déplacement ionique [20]. Les impuretés présentes dans le verre deviennent mobiles grâce au chauffage et sous l'influence du champ électrique statique se déplacent laissant derrière elles une zone chargée. Si on maintient le champ lors du refroidissement de la fibre, les ions sont piégés et on se retrouve en présence d'un champ statique E_{dc} interne à l'échantillon. Ce champ interne peut alors donner naissance à un $\chi^{(2)}$ par le biais d'un processus semblable à une rectification optique [9] où :

$$\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega) \propto \chi^{(3)}(2\omega; \omega, \omega, 0) \mathbf{E}_{dc} \quad (2.1)$$

Les impuretés les plus mobiles dans la silice sont le sodium, le lithium et le potassium, ions de charge positive qui sous l'effet combiné du chauffage et du champ électrique se déplacent vers la cathode. C'est ce qui pourrait expliquer le fait que la zone non-linéaire créée sous l'effet du poling thermique se situe tout près de l'anode. On aurait la situation suivante dans une fibre optique à section en D traitée lors du poling thermique :

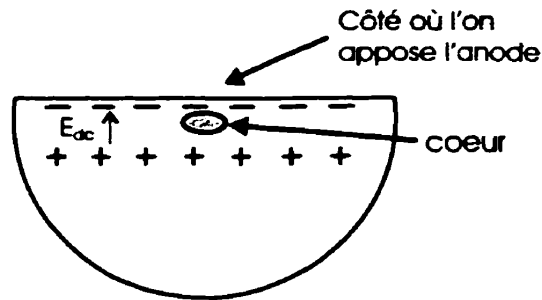


FIG. 2.1 - Champ permanent interne à la fibre créé par le déplacement ionique dans la silice lors du poling thermique

Différentes expérimentations viennent appuyer ce modèle notamment l'existence de courants électriques pendant le poling thermique ainsi que de courants de dé-polarisation (courants inverses aux précédents) lorsque l'échantillon est chauffé sans champ appliqué [17]. La non-linéarité de deuxième ordre disparaît dans ce dernier cas. Publiées récemment, des attaques au HF et analyses par SIMS (Secondary ion mass spectroscopy) de la région non-linéaire induite appuient aussi ce modèle [19. ?].

Un autre mécanisme, cette fois basé sur l'orientation de liens ou dipôles sous l'effet du champ statique et de la température a aussi été suggéré [20]. Une non-linéarité de deuxième ordre serait créée par la polarisation microscopique induite dans le milieu :

$$\chi^{(2)} \propto N\beta \langle \cos\theta \rangle \quad (2.2)$$

où β correspond à l'hyperpolarisabilité, N est le nombre de molécules et θ , l'angle entre le champ statique et le dipôle. La moyenne $\langle \cos\theta \rangle$ donne zéro pour un échantillon sans poling. La polarisation induite localement interfère constructivement et fait apparaître une susceptibilité macroscopique d'ordre pair.

Même si l'hypothèse du champ statique interne est, selon plusieurs, la plus vraisemblable, aucun de ces modèles n'a obtenu de confirmation complète. Il a été suggéré qu'une combinaison de ces deux phénomènes puisse mieux expliquer les résultats expérimentaux relatifs au poling thermique, mais là encore, certaines lacunes demeurent [17, 20].

2.2 Montage développé

Le montage expérimental développé dans le but d'effectuer le poling thermique sur des fibres optiques et qui sert aussi en partie au poling UV comme on le verra dans le prochain chapitre, s'est révélé être un défi expérimental. Inspirés des résultats et méthodes publiés par d'autres équipes de recherche dans le monde travaillant sur le sujet, nous avons élaboré notre propre appareillage.

Les conditions expérimentales nécessaires à la réussite du poling thermique sur les fibres optiques sont extrêmes. Il faut à la fois chauffer la fibre à près de 300 °C, température à laquelle les plastiques, caoutchouc, colles et soudures courantes ne résistent pas, et la placer dans un champ électrique de quelques kilovolts, typiquement 5 kV. Les fibres biréfringentes à section en D (voir annexe A) utilisées dans les expériences n'ayant un diamètre que de 68 à 80 μm , le risque de claquage est grand lorsqu'on applique une telle tension sur ces petites dimensions.

De plus, dans le but d'augmenter la tension appliquée sur la fibre sans qu'il y ait claquage (dans l'air le champ de rupture est environ $1 \times 10^6 \text{ V/m}$), le poling est effectué sous vide poussé [22].

Le montage que nous avons développé pour le poling thermique comporte en gros quatre parties : la cloche à vide, un porte-fibre, la source de haute tension (0 à 10 kV continu) et une source de tension (0 à 120 V continu) pour alimenter les cartouches chauffantes. On peut voir sur la figure 2.2 le schéma du montage.

2.2.1 Cloche à vide

La cloche à vide est reliée par un conduit à deux étages de pompage. Le premier est muni d'une pompe mécanique permettant de faire le vide primaire dans la cloche jusqu'à une pression d'environ 10^{-3} Torr. Une pompe turbo prend ensuite le relai et

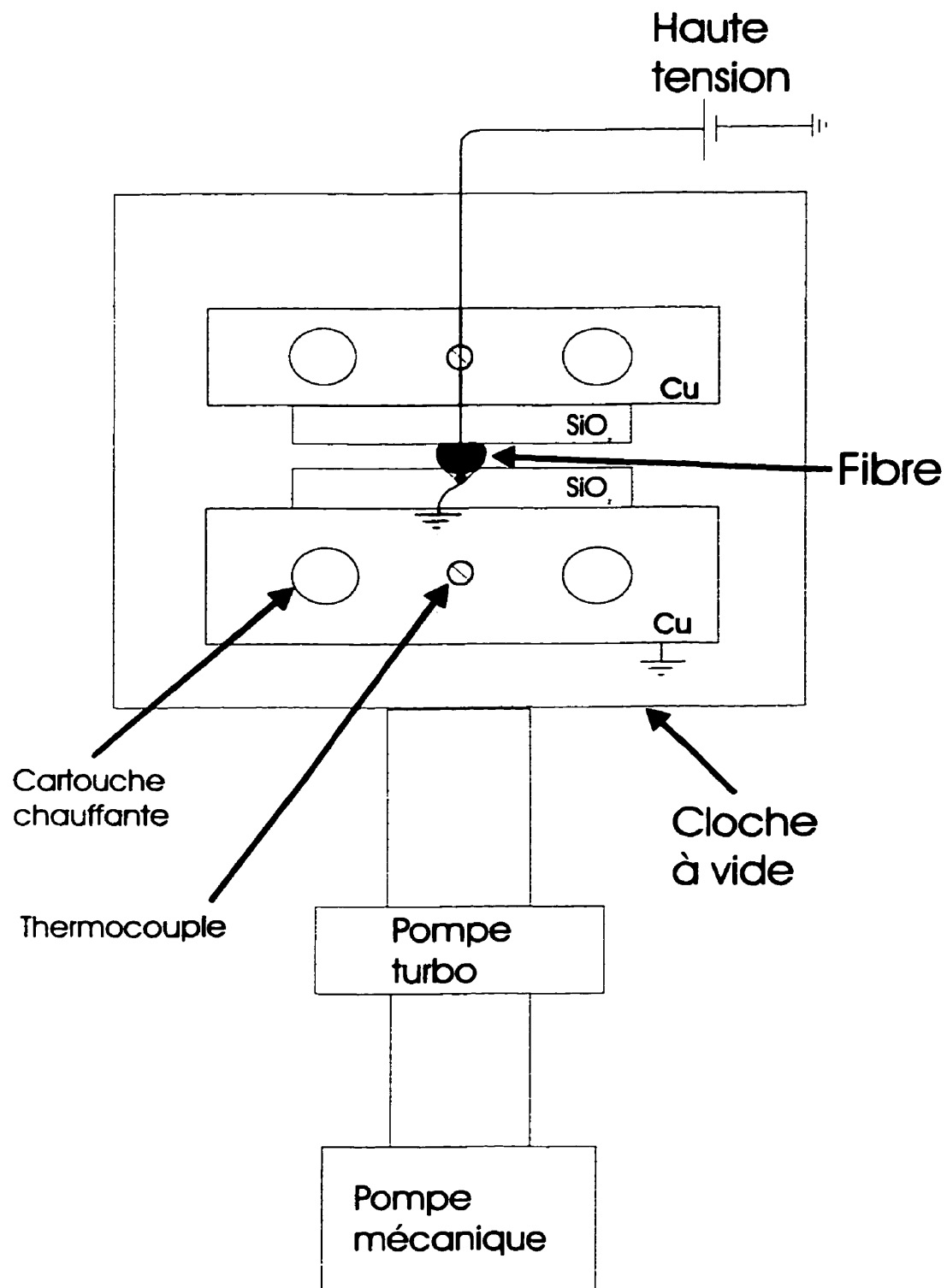


FIG. 2.2 - Schéma du montage élaboré pour le poling thermique

continue le pompage jusqu'à une pression inférieure à 10^{-5} Torr. Une jauge à cathode froide donne une mesure en temps réel du vide atteint. Différentes bornes de sortie ont été prévues lors de la fabrication de la cloche, notamment pour le câble de haute tension, l'alimentation électrique des cartouches chauffantes et les thermocouples.

2.2.2 Porte-fibre

En ce qui concerne le porte-fibre, il a été prévu pour convenir à la fois au poling thermique et UV. La figure 2.3 illustre cet élément du montage. Il donne la possibilité d'effectuer le poling sur quelques centimètres de fibre. Il comporte une partie sur laquelle on fixe la fibre et une partie amovible (non illustrée sur la figure) se plaçant par-dessus, à laquelle est fixée l'anode. Cette partie amovible permet de maintenir la fibre dans la position voulue.

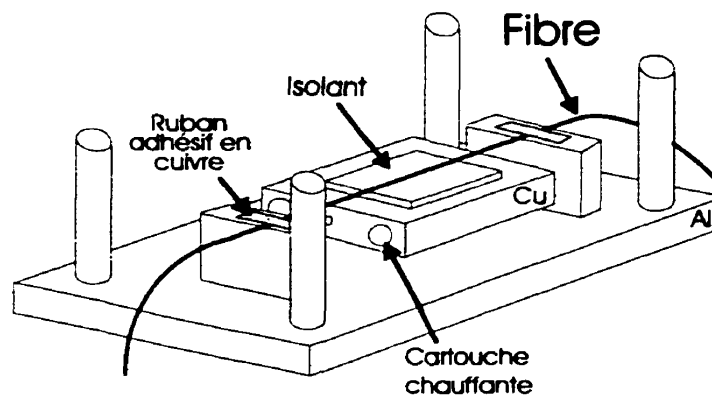


FIG. 2.3 – Schéma du porte-fibre pour le poling (partie inférieure).

Dans chacune de ces parties du porte-fibre, on a inséré deux cartouches chauffantes et un thermocouple, ceux-ci étant reliés à des contrôleurs de température précis au degré près. La fibre est ainsi chauffée de deux côtés à la fois ce qui assure une bonne uniformité de sa température. Aussi, afin de diminuer le temps de chauffage, les blocs comportant les cartouches ont été usinés en cuivre (faible capacité thermique et haute conductivité thermique), et leur masse, réduite. D'autres matériaux avaient été précédemment utilisés tels que l'acier et l'aluminium, mais avec de moins bons résultats.

La haute tension a été appliquée à la fibre de deux façons différentes. La méthode rapide consiste à utiliser une électrode de contact rigide qu'on place par-dessus la fibre. Une autre technique qui donne habituellement de meilleurs résultats est l'évaporation d'un métal directement sur la fibre. En effet, il a été publié qu'une électrode de contact donne un poling moins uniforme qu'une électrode évaporée qui assure un contact étroit sans interstices [23]. Dans chacun des cas, l'isolation électrique est essentielle et a été faite à l'aide de morceaux de SuprasilTM. Nous verrons plus en détails l'installation de la fibre sur le porte-fibre dans la prochaine section.

2.3 Procédure expérimentale

L'obtention d'un échantillon de fibre traité par poling thermique et prêt à être caractérisé en GSH ou sur le montage de modulation électro-optique s'avère être un processus assez long et qui n'aboutit pas à tout coup. Plusieurs étapes sont nécessaires pour la préparation de la fibre et, étant donné les faibles dimensions de celle-ci et sa fragilité, il est difficile de diagnostiquer le résultat de chacune des étapes.

Ce n'est qu'après un bon nombre d'essais et erreurs que nous avons déterminé les détails d'une démarche à suivre pour le poling thermique des fibres, démarche qui induit avec succès une non-linéarité de deuxième ordre dans celles-ci. La procédure expérimentale développée comporte deux étapes qui sont détaillées dans les paragraphes qui suivent. En premier lieu, la préparation des fibres qui comprend la diminution du diamètre des fibres ainsi que la métallisation et en deuxième lieu, le poling thermique des fibres en tant que tel.

2.3.1 Préparation des fibres

Avant d'aborder les étapes de préparation des fibres au poling, il est nécessaire de discuter du choix de la fibre pour ce projet de recherche. La fibre optique a été choisie pour faciliter les étapes de préparation au poling et pour que nous soyons en mesure d'effectuer la caractérisation de la non-linéarité induite par génération du second harmonique et par modulation électro-optique linéaire.

La fibre à section en D fabriquée par la compagnie ECoreTM (voir annexe A) que nous utilisons pour ce projet comporte plusieurs avantages par rapport à une

fibre classique à section circulaire. Nous savons que la non-linéarité créée par poling thermique est restreinte à la zone près de l'anode (sur une distance inférieure à $20\text{ }\mu\text{m}$). Si on veut détecter des effets non-linéaires de deuxième ordre lors de la propagation d'un faisceau laser dans la fibre, il faut que le cœur soit compris dans cette zone non-linéaire. C'est pourquoi il faut l'approcher de la surface de la fibre.

On comprend l'intérêt de travailler avec une fibre à section en D plutôt qu'une fibre circulaire, le travail en est ainsi réduit. Le côté plat nous permet en outre d'évaporer ou de mettre en contact aisément une électrode sur la fibre pour l'application de la haute tension.

Une autre caractéristique recherchée pour ce projet est la propriété de maintien de polarisation, soit l'utilisation d'une fibre biréfringente. Ceci est nécessaire pour la caractérisation de la non-linéarité induite comme on le verra au quatrième chapitre. La fibre en D ECoreTM comporte un degré de biréfringence élevé et est donc bien adaptée. En plus, le côté plat nous permet de repérer aisément les axes de biréfringence de la fibre qui sont respectivement parallèle et perpendiculaire à la surface plane du D.

En dernier lieu, comme inconvénients à ce choix de fibre, on peut mentionner la fragilité accrue de cette dernière ($80\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre perpendiculairement au plat du D) en comparaison des fibres à section circulaire ($125\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre). La section non-symétrique de celle-ci lui inflige par ailleurs une courbure naturelle qui ne facilite pas toujours les manipulations.

Enfin, comme travail préliminaire aux différentes étapes de préparation des fibres qu'on présente dans la suite, il faut dégainer une zone centrale d'environ 5 cm sur la fibre par trempage dans du chloroforme. Le chloroforme ramollit la gaine protectrice en plastique et permet de la retirer. Pour bien situer les choses, nous désirons avoir avant poling des échantillons de fibre de $30 - 40\text{ cm}$ de long comportant une zone centrale dégainée de 5 cm .

2.3.1.1 Diminution du diamètre de la fibre

La première étape de préparation d'une fibre pour le poling thermique est la réduction de l'épaisseur de la gaine optique entre le cœur et le côté plat de cette dernière. La fibre en D comporte environ $15\text{ }\mu\text{m}$ de gaine à cet endroit initialement. Le but est de rapprocher le cœur de la surface de la fibre.

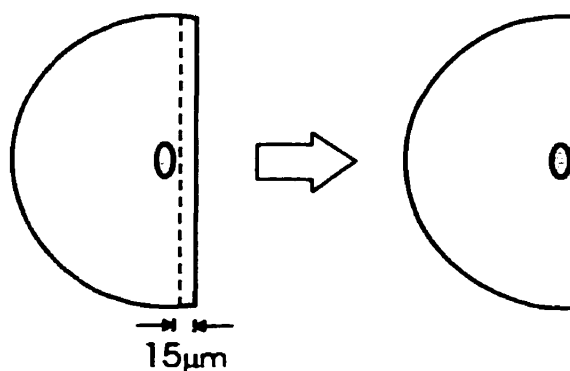


FIG. 2.4 – Diminution du diamètre de la fibre en D

Nous avons expérimenté deux méthodes pour diminuer le diamètre de la fibre : le polissage et l'attaque chimique. Dans les deux cas, le but est d'enlever le maximum de gaine optique sans toutefois augmenter les pertes en transmission de la fibre. Ces pertes peuvent être causées par exemple par la création de micro-fissures dans la silice. Nous discutons de ces mesures en transmission plus loin.

a) Polissage

Pour commencer, nous avons expérimenté une technique de polissage (voir annexe B) où des poudres abrasives usent la surface plane de la fibre par frottement. Nous avons abandonné après plusieurs essais cette méthode qui pourtant avait, dans le passé, donné de bons résultats pour des fibres classiques à section circulaire. Dans le cas des fibres en D, elle s'est avérée être très délicate et moyennement reproductible.

b) Attaque chimique au HF 48%

En deuxième lieu, nous avons testé une technique d'attaque chimique au HF 48%. Cette dernière a donné d'excellents résultats. En plus d'être simple, la méthode est reproductible et il est possible de préparer plusieurs fibres à la fois (voir annexe A).

c) Mesure de pertes en transmission

Il est important de vérifier la transmission en puissance des fibres pour la suite de l'expérience car la caractérisation de la non-linéarité induite (chap.4) se fait par propagation d'un faisceau laser dans celles-ci. La figure suivante illustre le schéma du montage optique. Cette mesure nous a permis de conclure en la supériorité de

l'attaque au HF par rapport au polissage. L'attaque chimique permet de diminuer l'épaisseur de la gaine du côté plat jusqu'à 2 ou 3 μm du cœur sans induire de perte en transmission. Avec le polissage, nous avons pu réduire l'épaisseur au maximum à 6 ou 7 μm , mais en induisant la plupart du temps des pertes importantes.

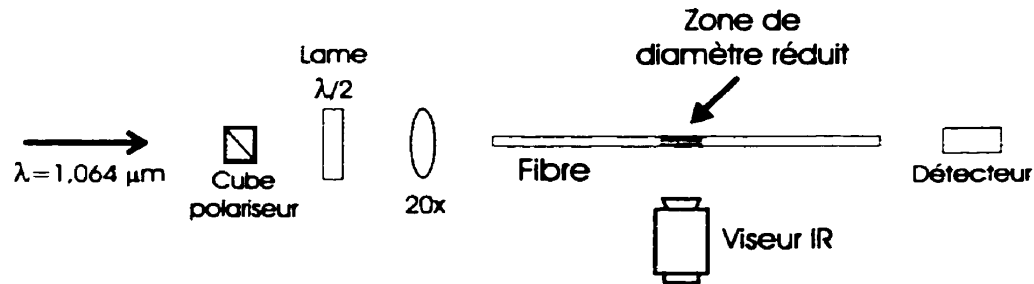


FIG. 2.5 - Montage optique pour la mesure des pertes en transmission d'une fibre optique dont le diamètre a été réduit

Un faisceau laser Nd :YAG à $1,064 \mu\text{m}$ est couplé à la fibre à l'aide d'un objectif de microscope. Lorsque la face de la fibre est convenablement clivée, on atteint facilement un taux de couplage d'environ 30% de la puissance incidente. Si tel n'est pas le cas, elle comporte généralement des pertes en transmission, pertes qu'on peut diagnostiquer visuellement à l'aide d'un viseur infrarouge comme des zones de diffusion de la lumière. Le cube séparateur de polarisation et la lame demi-onde installés avant la fibre servent à ajuster la polarisation du laser et détecter une éventuelle dépendance en polarisation de la transmission.

2.3.1.2 Métallisation par évaporation

La deuxième étape de préparation au poling thermique est l'évaporation d'une électrode. On dépose celle-ci sur le côté plat de la zone de la fibre où nous avons rapproché le cœur de la surface. Cette étape a parfois été supprimée afin d'accélérer le processus de préparation lors des essais. Lorsque c'était le cas, nous avons utilisé en remplacement une électrode rigide en cuivre placée en contact avec la fibre pendant le poling thermique.

L'évaporation d'une électrode métallique bien définie sur une surface de $125 \mu\text{m}$ de large par 2 - 3 cm de long n'est techniquement pas facile (voir annexe C pour les

détails concernant la métallisation). En effet, nous avons constaté après évaporation que l'électrode débordait sur les côtés arrondis de la fibre d'une trentaine de microns.

Comme nous appliquons un champ électrique intense sur la fibre pendant le poling et que nous voulons éliminer tout risque de claquage entre électrodes, nous avons conçu un cache, à placer devant la fibre, pour limiter la zone à évaporer. C'est à l'aide de lames de rasoir que nous avons obtenu une fente de largeur ajustable. En alignant au microscope optique la fibre bien au centre de la fente, nous avons évaporé une électrode d'environ $70\text{ }\mu\text{m}$ de large par 2 cm de long et d'une épaisseur de 200 - 300 nm, telle que schématisée sur la figure 2.6.

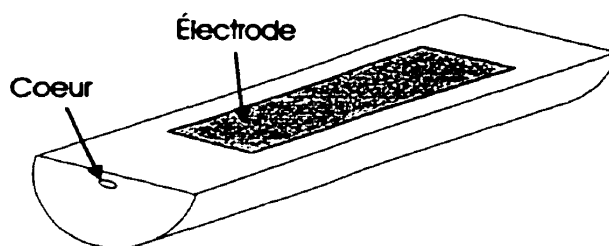


FIG. 2.6 - Électrode métallique évaporée avec cache sur la fibre

En ce qui concerne le choix du métal évaporé sur la fibre, nous en avons testé trois : aluminium, or et platine. Nous recherchions une bonne résistance aux égratignures ainsi qu'une bonne flexibilité de la couche.

L'aluminium est un bon compromis entre ces deux propriétés recherchées. Les électrodes d'or résistaient mal aux égratignures tandis que les couches de platine supportaient difficilement les courbures et torsions infligées à la fibre pendant les manipulations. Il faut cependant noter que nous avons fait peu d'essais concernant le choix du métal. Pour le platine par exemple, ces résultats pourraient provenir d'une évaporation de mauvaise qualité.

L'aluminium a aussi été retenu pour le côté plus pratique des manipulations. En outre, la littérature rapporte des poling thermiques réalisés dans les fibres avec des électrodes d'aluminium évaporées [4].

2.3.2 Installation et poling

Nous avons testé plusieurs configurations de mise en place de la fibre, des isolants ainsi que des électrodes et de la façon de les connecter à la haute tension et à la masse. Nous voulions dans tous les cas réussir à chauffer la fibre et à lui appliquer la tension (la plus élevée possible) pendant plus d'une dizaine de minutes sans que cette dernière ne casse ni se déplace, ou encore qu'il y ait un claquage quelconque dans la cloche à vide. À force d'essais, nous avons trouvé une configuration qui donne des résultats positifs pour le poling thermique.

2.3.2.1 Conditions expérimentales

Le poling thermique de la silice demande des conditions expérimentales bien précises comme nous l'avons mentionné plus tôt. Pour résumer, nous voulons :

- chauffer à près de 300 °C ;
- appliquer une haute tension de quelques kV ;
- que le champ appliqué soit parallèle à un axe de biréfringence de la fibre.

Pour le chauffage, il faut prévoir des matériaux qui supportent 300 °C. Nous avons donc principalement fait usage de métaux et céramiques usinés pour les pièces du porte-fibre. Il a aussi fallu tenir compte de la dilatation thermique de ces pièces, par rapport à la fibre de silice montée dessus. La fibre a été fixée de telle sorte qu'elle puisse glisser légèrement dans la fixation pour s'affranchir des différences de dilatation entre métaux et silice. Un ruban adhésif en cuivre, prévu pour une utilisation sous vide poussé s'est avéré bien adapté.

Pour ce qui est de la haute tension, nous avons dû tenir compte des tensions de claquage pour le choix des isolants électriques. Les quelques kilovolts appliqués à la fibre le sont sur une faible distance ce qui mène à de fortes densités de champ ($10^6 - 10^8$ V/m). Les isolants choisis sont des verres très purs tels que du SuprasilTM ou de l'OptosilTM et de la céramique MacorTM (voir l'annexe E pour les caractéristiques de ces matériaux).

Enfin, on s'assure de bien placer la fibre pour que le poling thermique soit parallèle à un axe de biréfringence de la fibre. La direction du poling thermique est toujours celle du champ électrique appliqué. On verra au chapitre 4 la nécessité de cette confi-

guration. On s'assure de la position de la fibre de deux façons : à l'aide de sa courbure naturelle, on repère le côté plat de celle-ci (voir annexe A) lequel est perpendiculaire à un axe de biréfringence et on corrige, s'il y a lieu, en repérant la réflexion sur cette même face plane d'une source de lumière blanche intense.

2.3.2.2 Configurations de poling

Nous avons procédé au poling thermique de fibres optiques de diverses façons. En fait, nous avons fait évoluer la configuration de l'expérience tout au long du projet de recherche, afin de l'optimiser et d'en éliminer autant que possible toute cause de mauvais fonctionnement.

Comme le poling réussi d'une fibre est le fruit de l'optimisation d'un ensemble d'étapes, telles que rapprochement du cœur de la surface de la fibre, métallisation confinée à la surface plane et configuration adéquate de poling, il se peut que certaines configurations utilisées au début du projet fonctionnent maintenant que d'autres étapes aient été optimisées. Les montages de caractérisation par GSH et modulation électro-optique peuvent aussi être mis en cause, ces derniers ayant été améliorés pendant le déroulement du projet.

Pour résumer notre démarche, nous avons commencé les essais de poling thermique sur les fibres en nous inspirant des travaux de Kazansky et al. [22]. Une électrode était évaporée sans cache sur la fibre, un morceau d'OptosilTM sous celle-ci servait d'isolant électrique et une électrode rigide placée en contact avec celle évaporée permettait d'appliquer la haute tension. On voit sur la figure 2.7 cette configuration.

Les poling thermiques de fibres dans cette configuration n'ont pas été concluants. La proximité du cœur à l'anode peut être mise en cause car nous utilisions alors la méthode de polissage pour réduire le diamètre des fibres.

Il est aussi possible que le cœur de la fibre ne soit pas réellement soumis à la haute tension appliquée. À cette étape des travaux, la fibre était évaporée sans cache et il est possible que la chute de tension ait comme point de départ les zones de débordement de l'électrode plutôt que la partie plane au-dessus du cœur. Aussi, puisque nous plaçons un isolant électrique de quelques millimètres d'épaisseur sous la fibre, s'il existe de faibles courants de fuite quelque part dans l'empilement, étant donné le rapport des dimensions fibre / isolant ($\sim 70\mu\text{m} / 3\text{ mm}$ pour les épaisseurs

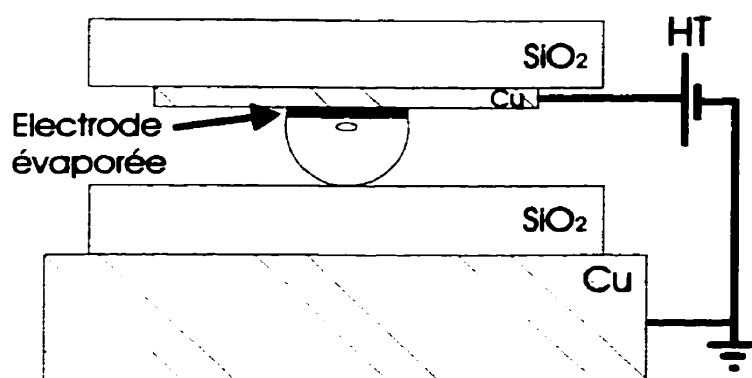


FIG. 2.7 - Configuration initiale de poling thermique

par exemple), la chute de tension se ferait principalement sur l'isolant électrique.

Pour éliminer la possibilité de chute de tension ailleurs que sur la fibre, nous avons modifié le montage pour avoir la masse et l'anode directement de part et d'autre de la fibre sans isolant électrique intermédiaire. Pour éviter les risques de claquage, puisque les électrodes sont très rapprochées dans cette configuration, l'électrode évaporée a été reliée à la haute tension au moyen d'un fil métallique de très petit diamètre ($40\ \mu\text{m}$). Ce fil est fixé à la fibre à l'aide de colle d'argent conductrice. On peut voir sur la figure 2.8 le montage.

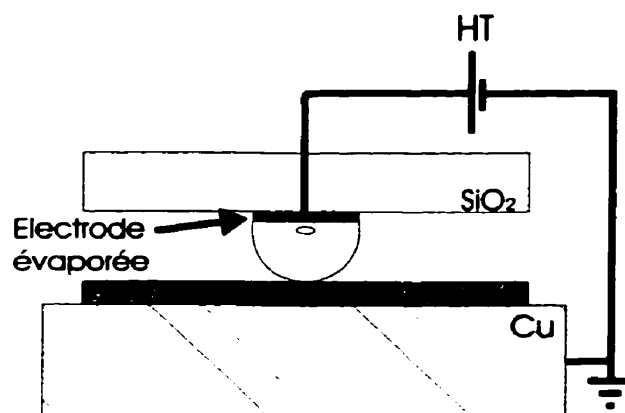


FIG. 2.8 - Configuration de poling thermique avec électrodes directement en contact avec la fibre

Avec cette configuration sont apparus de nouveaux problèmes, cette fois du côté de la haute tension et de la préservation de l'électrode évaporée. La haute tension est maintenant appliquée par le fil fixé à une extrémité de l'électrode évaporée, et en cas de sectionnement de cette dernière, la fibre n'est plus soumise au champ électrique sur toute la longueur prévue de poling (2 à 3 cm). Or, si on veut être en mesure de caractériser la non-linéarité induite par GSH et modulation électro-optique, il faut que le poling ait lieu sur une longueur telle que l'effet soit suffisamment important pour être détecté par notre appareillage (voir équation 1.29 par exemple).

Lors d'essais de montée en tension dans le but de vérifier l'isolation électrique du montage, nous avons constaté que l'électrode d'aluminium ne résistait pas aux claquages importants. Comme, sous cette configuration, les claquages apparaissent relativement rapidement (environ 3 kV), il a fallu limiter la haute tension appliquée pendant le poling.

Pour contrer le problème de claquage, nous avons apporté une autre modification à l'expérience. Cette fois la masse (fil métallique de 10 μm de diamètre) toujours placée sous la fibre, est confinée au fond d'une rainure en V usinée dans un morceau de silice très pure (équivalent au SuprasilTM) et dans laquelle on place aussi la fibre comme l'illustre la figure 2.9.

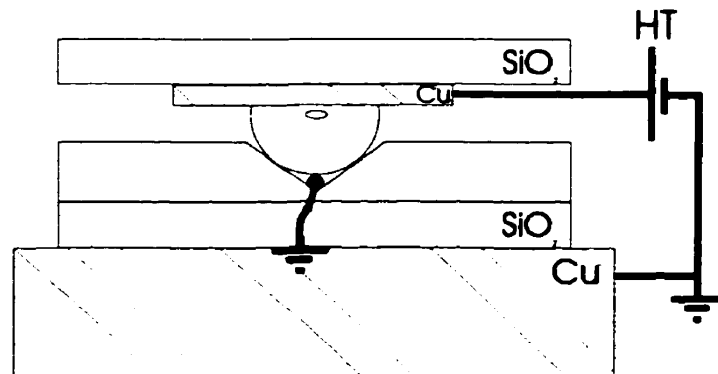


FIG. 2.9 – Configuration de poling thermique où la fibre est placée dans une rainure

Dans cette configuration de poling, les résultats ont été concluants et nous avons mesuré une non-linéarité de deuxième ordre par GSH et par modulation électro-optique linéaire. Les résultats complets sont présentés dans le chapitre 4.

2.3.2.3 Paramètres de poling

Pour développer une procédure à succès de poling thermique sur les fibres optiques de silice, nous nous sommes fondés sur les résultats publiés par d'autres groupes de recherche dans le monde, notamment par Myers et al. [10, 16]. Ces derniers ont beaucoup travaillé sur l'influence des paramètres de poling thermique sur le signal de GSH dans des échantillons plans de silice. Pour nos essais, nous avons choisi les paramètres optimaux de tension, température et de temps tels qu'ils ont pu les obtenir. Il faut noter qu'on a observé des résultats similaires aux leurs dans les fibres optiques de silice [13, 24] (les résultats sur les fibres sont cependant moins complets).

Le choix de la **tension** à appliquer à la fibre, s'est inspiré du résultat de Myers et al., reproduit à la figure 2.10, où l'amplitude de la non-linéarité induite a été mesurée dans plusieurs échantillons plans de silice traités par poling sous différentes tension. La mesure du signal de GSH a été effectuée en transmission, l'échantillon étant traversé par le faisceau laser pompe selon son épaisseur.

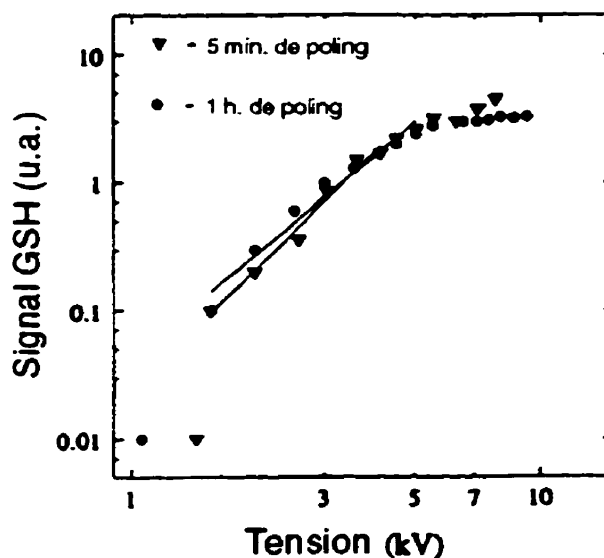


FIG. 2.10 - Signal du second harmonique en fonction de la tension appliquée lors du poling. Chaque point correspond à un nouvel échantillon [10]

Dans cette expérience, la température est constante pour tous les échantillons (280 °C) et chaque courbe correspond à une durée différente de poling. On voit qu'au-

dessus de 5 kV appliqués, l'augmentation du signal de GSH a une dépendance beaucoup plus faible en fonction de la tension de poling.

Pour nos propres essais, nous avons tenté de soumettre la fibre à la tension maximale que pouvait fournir notre source, 10 kV. Cependant, les problèmes de claquage nous ont obligé à réduire cette dernière à 3 ou 4 kV.

Les effets de la **température** sur l'amplitude de la non-linéarité induite ont aussi fait l'objet d'études. Il a été déterminé que la température optimale se situait aux environs de 250 - 300 °C, comme on peut le voir sur une courbe publiée par les mêmes auteurs (fig. 2.11), toujours sur des échantillons plans de silice.

Pour obtenir cette courbe, le poling a été fait à une tension de 4 kV et pour une durée de 15 minutes, en utilisant un seul échantillon. Ces résultats justifient le choix que nous avons fait de soumettre les échantillons à une température de 280 °C.

Enfin, le dernier paramètre qu'on peut faire varier est la **durée** du poling. Il a été rapporté dans la littérature que la durée du poling pouvait être reliée à l'étendue de la zone non-linéaire induite dans l'échantillon. Pour une fibre dont le cœur n'est qu'à quelques microns de la surface comme c'est le cas pour nous, on voit sur les résultats de la figure 2.12 qu'une durée de poling de 15 minutes est suffisante.

Pour résumer, la procédure complète de poling thermique sur les fibres optiques biréfringentes ECoreTM qui a fonctionné est la suivante :

Étapes préliminaires :

- mise sous vide poussé (pression $< 10^{-5}$ Torr) de la cloche et chauffage de la fibre jusqu'à 280 °C ;
- stabilisation thermique à 280 °C pendant plusieurs minutes.

Poling thermique :

- application d'une haute tension de 3 kV pendant 15 minutes avec maintien de la température à 280 °C ;
- refroidissement de la fibre jusqu'à 200 °C avec maintien de la haute tension.

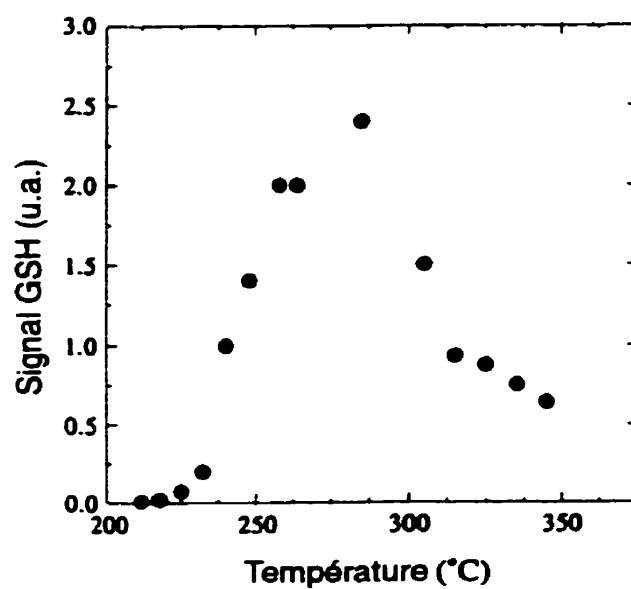


FIG. 2.11 - Signal du second harmonique en fonction de la température de poling. Chaque point est un nouveau poling sur le même échantillon [16].

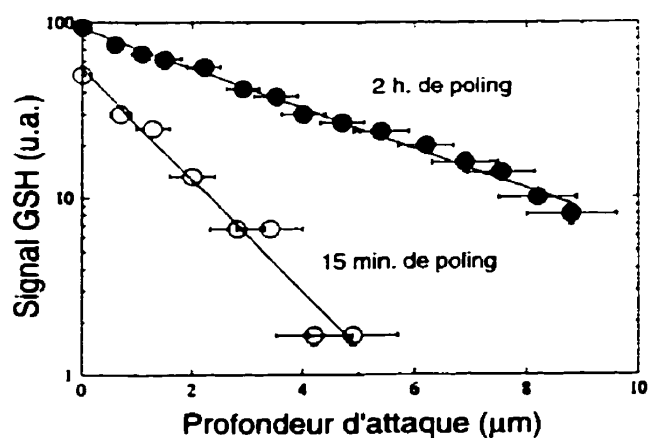


FIG. 2.12 - Signal du second harmonique en fonction de la profondeur d'attaque chimique. Chaque droite correspond à un échantillon plan de silice (poling à 5 kV et 280 °C pour les deux) [10].

Nous avons été en mesure de développer une procédure expérimentale de poling thermique qui donne des résultats positifs sur les fibres optiques. Il y a encore beaucoup de travail à faire pour optimiser cette procédure et induire de façon reproductible la susceptibilité non-linéaire de deuxième ordre la plus élevée possible. Ceci est nécessaire si on veut un jour réaliser des dispositifs actifs à base de fibres optiques pour les télécommunications.

Nous allons maintenant décrire les travaux expérimentaux réalisés dans le cadre du poling UV dans les fibres optiques.

Chapitre 3

Poling UV des fibres optiques

Le poling UV dans les fibres optiques a été publié pour la première fois en 1994 par un chercheur japonais au sein d'une équipe australienne (Fujiwara et al.) [11]. Ces derniers avaient alors obtenu une susceptibilité non-linéaire de deuxième ordre de près de 13 pm/V par poling UV d'une fibre dopée au germanium, ce qui est comparable à celle du LiNbO_3 , cristal communément utilisé dans les dispositifs actifs des télécommunications. Ce résultat a alors soulevé de grandes espérances dans la communauté scientifique car les fibres de silice pouvaient espérer concurrencer les cristaux non-linéaires sur le marché des télécommunications. La non-linéarité induite étant maintenant suffisante pour réaliser, commercialement, des dispositifs actifs tout-fibres.

Or, depuis cette publication, d'autres groupes de recherche dans le monde ont tenté de reproduire ce résultat, mais apparemment sans succès équivalent. Le poling UV a fait l'objet de peu de publications comparativement au poling thermique, publications principalement faites par le chercheur japonais initiateur de cette technique de poling [11, 15, 25]. Ce dernier a aussi fait des études sur la silice massique (préforme de fibres) et sous forme de guide d'onde [26, 27, 28].

Ce chapitre fait l'objet des travaux réalisés dans le cadre du poling UV sur les fibres optiques. Nous commençons par un aperçu des modèles proposés pour expliquer l'apparition de la non-linéarité, suivi par le montage expérimental développé et en dernier lieu, nous présentons la procédure utilisée pour les essais.

3.1 Modèles

Le poling UV, comme on l'appelle, consiste à appliquer un champ électrique statique intense ($10^6 - 10^8$ V/m) et en même temps, d'irradier la fibre à l'aide d'un laser ultra-violet (193 nm) pulsé. Encore une fois, comme dans le cas du poling thermique, ces conditions sont maintenues pendant une durée suffisamment longue pour obtenir une brisure de symétrie dans la structure microscopique de la silice. Une non-linéarité d'ordre pair quasi-permanente est ainsi créée.

Comme dans le cas du poling thermique, il n'y a pas à ce jour de modèle qui explique de façon claire et précise tous les résultats des expériences faites sur des échantillons ayant subi un poling UV. L'importante non-linéarité du second ordre induite (6 pm/V - coefficient électro-optique) a cependant été observée sur des fibres et de la silice massique dopées au germanium. La présence de ce dopant semble être une condition essentielle à la réussite du poling ultra-violet. De plus, il semblerait que la non-linéarité créée par poling UV apparaisse sur tout l'échantillon entre l'anode et la cathode et non, comme dans le cas du poling thermique, confinée près de l'anode [29].

D'après les travaux de Fujiwara et al., la formation d'une non-linéarité induite par poling UV serait attribuable à la formation et/ou l'orientation de défauts du type GeE' [27]. Le défaut GeE' est en fait un atome de germanium lié à trois atomes d'oxygène et qui possède un lien pendant. Ces défauts sont présents dans la silice dopée au germanium n'ayant subi aucun traitement, la figure 3.1 en donne une représentation.

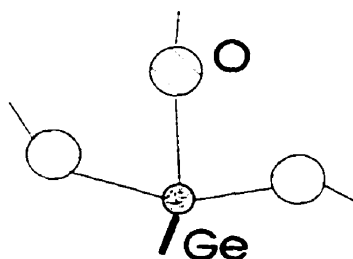


FIG. 3.1 - Défaut GeE' dans la silice

Ces mêmes chercheurs ont montré par des mesures d'absorption optique que le nombre de défauts GeE' augmentait suivant une exposition aux ultra-violets et sup-

posent un processus de formation par réaction photo-chimique [28].

Jusqu'à présent, le mécanisme responsable de la création de la non-linéarité par le biais des défauts GeE' n'est pas bien compris. On s'entend pour dire qu'il y a au moins deux explications possibles semblables à celles proposées pour le poling thermique. La première serait liée à l'orientation dipolaire des défauts GeE' sous l'effet du champ électrique intense appliqué lors du poling UV. Comme nous l'avons expliqué dans la section 2.1.1, la non-linéarité de deuxième ordre serait créée par la polarisation microscopique induite dans le milieu (voir équation 2.2).

Une rectification optique du même type que celle décrite pour le poling thermique peut aussi en être responsable. Un champ statique interne pourrait apparaître pendant le poling par le déplacement d'électrons. Ce champ interne $\mathbf{E}_{dc}$ combiné à la susceptibilité de troisième ordre $\chi^{(3)}$ présente naturellement dans la silice, aurait le même effet qu'un terme de second ordre :

$$\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega) \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega \propto [\chi^{(3)}(2\omega; \omega, \omega, 0) \mathbf{E}_{dc}] \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega \quad (3.1)$$

Enfin, il reste encore beaucoup d'études à faire pour déterminer avec précision les mécanismes en jeu dans la création de la non-linéarité de deuxième ordre par poling UV ainsi que les caractéristiques de cette dernière, son étendue, son emplacement, etc.

3.2 Montage développé

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent sur le poling thermique, l'appareillage a été prévu pour répondre aux exigences des deux types de poling, il ne sera donc pas nécessaire de rediscuter de tous les détails. Pour l'élaboration de notre procédure de poling UV sur les fibres, nous nous sommes encore une fois inspirés des résultats publiés.

Les conditions expérimentales nécessaires dans le cas présent sont moins difficiles à obtenir en comparaison du poling thermique. Entre autres, il n'est pas nécessaire ici de chauffer. On retrouve par contre les mêmes problèmes de claquage électrique puisque l'on doit appliquer une haute tension de quelques kilovolts sur le même type de fibres biréfringentes que celles utilisées pour le poling thermique. L'expérience

est effectuée sous vide poussé pour la même raison, afin d'augmenter la tension de claquage.

Le montage de poling UV, très semblable à celui développé pour le poling thermique, est illustré à la figure 3.2 et comporte cinq parties : la cloche à vide, le porte-fibre, la source de haute tension (0-10 kV), le laser UV (laser excimère ArF à 193 nm) et le montage optique pour l'irradiation UV des fibres. Nous discutons plus en détails du porte-fibre et du montage optique pour l'irradiation UV dans les sous-sections qui suivent.

Puisque la cloche à vide est la même que celle utilisée pour le poling thermique, pour en connaître le fonctionnement on peut se référer à la section 2.2.1. On doit cependant mentionner que la cloche a été munie de deux fenêtres, la première, en quartz (transparente à 193 nm), permettant d'exposer la fibre installée sur le porte-fibre à l'aide d'un laser incident horizontalement. L'autre fenêtre est située sur le dessus de la cloche et permet de diagnostiquer visuellement l'expérience, par exemple le positionnement de la fibre ou les arcs électriques en cas de claquage.

3.2.1 Porte-fibre

Le porte-fibre utilisé pour les expériences de poling UV est sensiblement le même que pour le poling thermique (voir figure 2.3 du chapitre 2). Ici, nous avons comme contrainte supplémentaire que la zone où l'on applique la haute tension (quelques centimètres) doit pouvoir simultanément être exposée au laser UV.

La fibre est maintenue en place par la partie supérieure du porte-fibre ou par un bloc de céramique MacorTM ou de silice (toujours avec le plat du D perpendiculaire au champ électrique appliqué). En outre, on place la fibre sur le bord du porte-fibre de façon à ce qu'elle soit irradiée par un maximum d'intensité à 193 nm.

La haute tension est appliquée différemment en fonction de la préparation de la fibre optique. Dans le cas où on a évaporé une électrode, un fil métallique de 40 μm de diamètre est collé, par une colle d'argent conductrice, à l'électrode et relié à la source de haute tension. Pour les fibres non-évaporées, une électrode de cuivre rigide est placée en contact avec la surface plane de la fibre et sert à appliquer la haute tension. Cette dernière méthode a été utilisée pour accélérer le processus de préparation lors des essais, comme dans le cas du poling thermique.

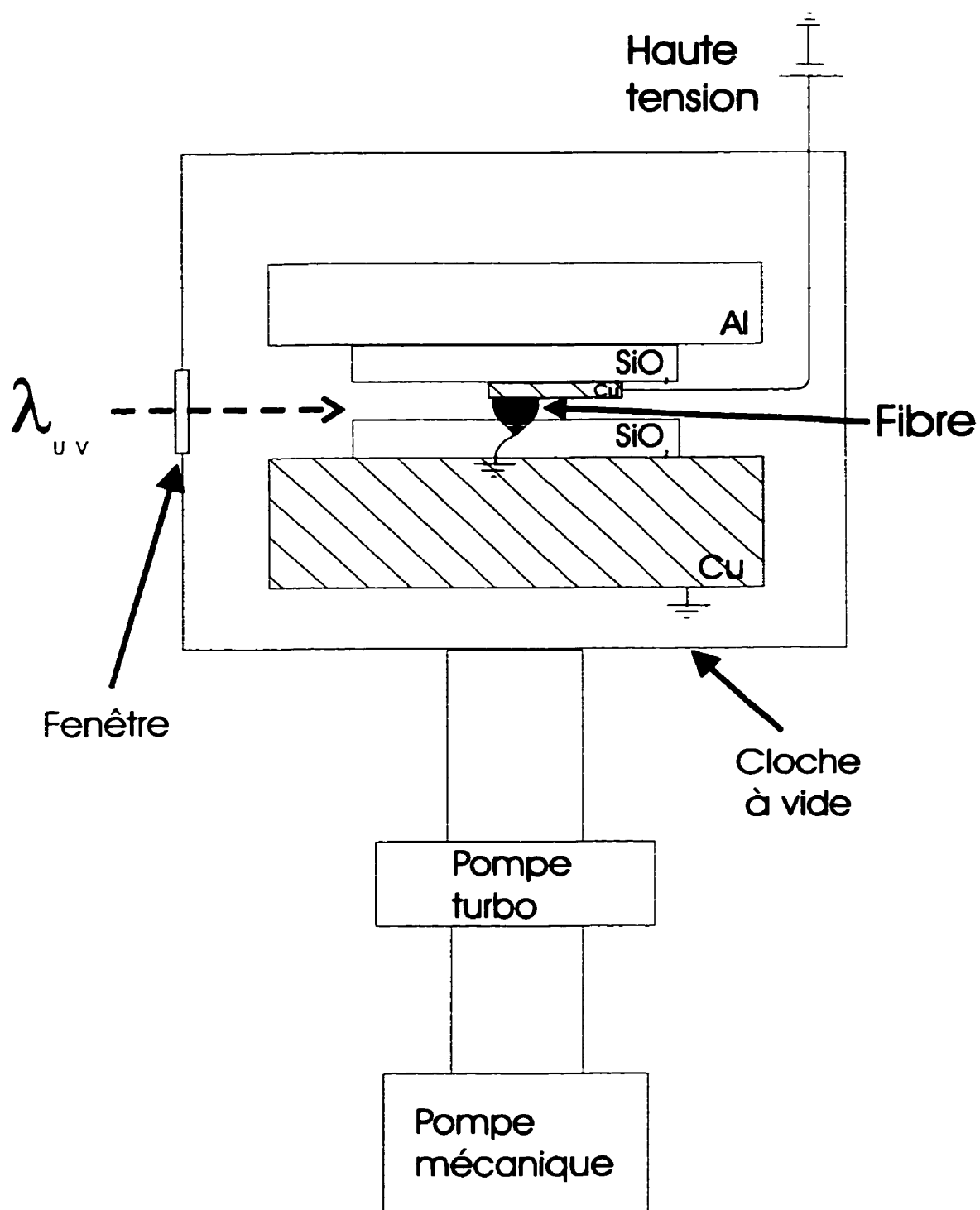


FIG. 3.2 - Schéma du montage élaboré pour le poling UV

3.2.2 Montage optique pour l'illumination UV

Le faisceau laser excimère a initialement une étendue d'environ de 1 x 3 cm. Pour être en mesure d'aligner celui-ci sur la section de fibre subissant le poling UV (2 - 3 cm de long par 80 μm haut) et aussi, de le focaliser pour augmenter l'intensité incidente sur la fibre, nous avons élaboré un montage tel qu'illustré à la figure 3.3.

En premier lieu, on utilise un couple de miroirs superposés qui nous permettent d'ajuster avec précision la hauteur et l'horizontalité du faisceau laser incident. Ces miroirs ont été choisis pour avoir une réflexion à 193 nm approchant les 100% à un angle de 45° d'incidence. Une lentille cylindrique montée sur un module de translation est placée devant la fenêtre de la cloche à vide et permet de focaliser le laser sur un axe horizontal et d'ajuster l'intensité incidente sur la fibre optique.

On peut aussi voir sur le schéma que l'ensemble du trajet du faisceau laser a été inclus dans une enceinte reliée à une hotte aspirante. Il a été nécessaire de prendre ces précautions pour se protéger de l'ozone produit par la propagation du laser à 193 nm dans l'air.

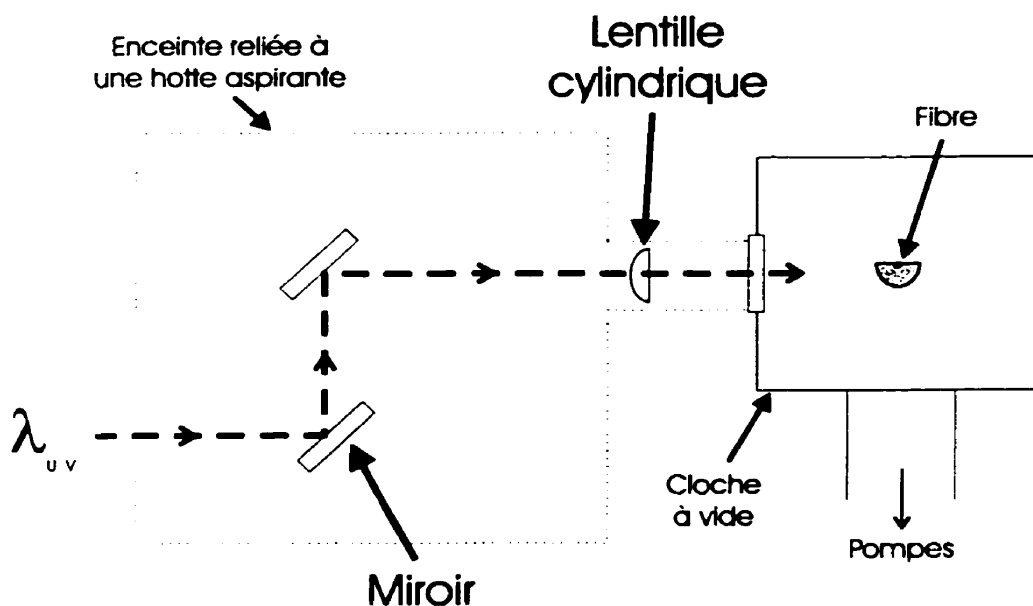


FIG. 3.3 - Montage optique utilisé pour l'exposition UV des fibres (vue de côté).

3.3 Procédure expérimentale

La procédure de poling UV que nous avons développée n'a pas donné de résultat positif pour l'instant. Il est vrai qu'au moment où nous avons fait les essais, certaines étapes de préparation ainsi que les montages de caractérisation n'étaient pas encore optimisés. De plus, pour des questions de disponibilité de matériel, il nous a été impossible de travailler en parallèle sur les poling thermique et UV. Comme le premier avait plus de chance de fonctionner (si l'on se fie au nombre de publications faites par les groupes de recherche dans le monde) nous y avons investi plus de temps.

Les étapes de préparation et de poling UV de fibres optiques sont semblables sur plusieurs points de vue à celles du poling thermique. Il ne sera donc pas nécessaire de réexpliquer toute la démarche. Quelques étapes se voient éliminées, telles que la diminution du diamètre de la fibre et le chauffage pendant le poling UV, alors qu'une exposition ultra-violette est ajoutée. Comme nous l'avons mentionné plus tôt, la non-linéarité de deuxième ordre induite par poling apparaîtrait sur tout l'échantillon, c'est pourquoi nous ne réduisons pas le diamètre des fibres.

La procédure expérimentale développée comporte trois étapes : métallisation, alignement du laser UV sur la fibre et poling. La première étape est identique à celle énoncée au chapitre précédent, on peut donc se référer à la section 2.3.1 pour en avoir les détails. Les deux autres étapes sont développées dans les pages qui suivent.

A titre de travail préliminaire au poling UV, nous avons fait des mesures de photoluminescence (PL) sur les fibres. La photoluminescence est la réponse d'un matériau, sous forme d'émission spectrale incohérente, lorsqu'on l'illumine à une longueur d'onde donnée. Nous voulions vérifier si la PL pouvait être utilisée pour diagnostiquer l'alignement du faisceau laser UV sur la fibre. La PL produite lors de l'irradiation UV permettrait d'optimiser l'alignement du faisceau. Les résultats de cette expérience se sont avérés positifs et se trouvent à l'annexe D.

3.3.1 Conditions expérimentales

Les conditions expérimentales nécessaires à l'induction d'une non-linéarité d'ordre pair et qui doivent être présentes simultanément pour le poling UV sont les suivantes :

- application d'une haute tension de quelques kV ;

- exposition de la fibre au laser UV ;
- champ électrique appliqué parallèle à un axe de biréfringence de la fibre.

La haute tension et la direction du champ appliqué ont déjà fait l'objet d'une discussion dans le chapitre précédent section 2.3.2.1. Nous parlons donc ici de l'insolation UV.

Nous devons exposer une zone de fibre de $80\text{ }\mu\text{m}$ par 2 - 3 cm de long par un laser excimère focalisé en un trait horizontal (dimensions du faisceau non focalisé, environ $1 \times 3\text{ cm}$). La petite dimension de la fibre ainsi que la nécessité de l'illuminer longitudinalement et selon une direction d'incidence précise compliquent les choses.

L'utilisation de la photoluminescence de la silice est d'un grand secours pour l'alignement optique. Après avoir mis en place la fibre sur le porte-fibre, on dirige le laser focalisé sur celle-ci. Si la fibre baigne dans le faisceau, la silice émet un rayonnement visible d'une intensité croissant avec la qualité de l'alignement. Comme en plus une partie de la PL est guidée par la fibre, nous avons été en mesure de l'observer à l'œil nu en extrémité. Ceci s'avère utile lorsqu'on place la fibre dans l'empilement et qu'on ne peut la voir directement. Il a cependant été impossible de raffiner l'alignement à l'aide d'une mesure au détecteur, la PL émise et guidée sous exposition à 193 nm étant de trop faible intensité par rapport à la sensibilité du détecteur.

On peut mentionner aussi qu'il a fallu déterminer l'énergie maximale par impulsion du laser excimère que pouvait supporter la fibre avant de se briser. Nous l'avons donc exposée à un faisceau laser plus ou moins focalisé en déplaçant longitudinalement la lentille cylindrique (voir schéma du montage). Nous avons pu observer qu'au-dessus d'une densité d'énergie surfacique de 100 mJ/cm^2 , la fibre s'est détruite à plusieurs essais.

3.3.2 Configurations de poling

Les expériences de poling UV sur les fibres ont été principalement effectuées sous deux configurations. Il y a eu ici encore, comme dans le cas du poling thermique, une évolution en fonction des différents problèmes rencontrés pendant les essais. Malheureusement, nous n'avons pas pu nous inspirer de la configuration de l'expérience réussie publiée par Fujiwara et al. Ces derniers avaient à leur disposition des fibres spéciales comportant des électrodes internes de part et d'autre du cœur [11]. Nous

avons dû opter pour un montage semblable à celui utilisé pour le poling thermique.

Les premiers essais de poling UV l'ont été sur des fibres ECore™ à section en D vierges ne comportant aucune électrode évaporée (et de diamètre non réduit). Celles-ci sont placées dans un empilement comme à la figure 3.4. Un morceau rectangulaire de silice très pure comportant un sillon en V dans laquelle on a évaporé une électrode d'aluminium (masse) est installé sous la fibre, tandis que par-dessus, on met en contact une électrode en cuivre rigide (anode). Le tout est maintenu en place à l'aide d'un bloc en aluminium.

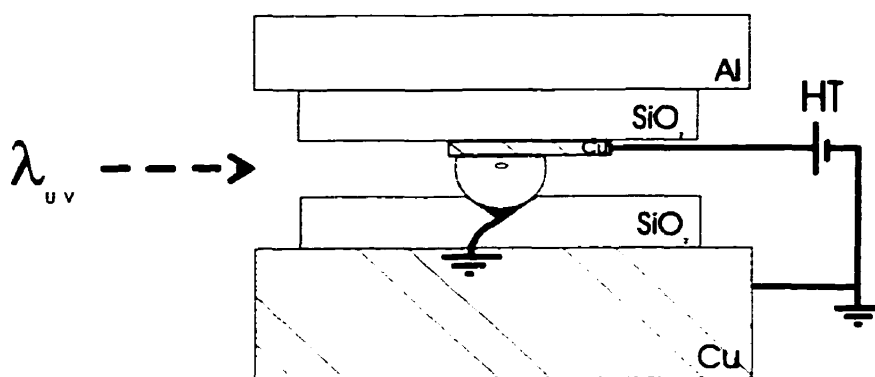


FIG. 3.4 – Configuration initiale de poling UV

En adoptant cette configuration, nous avons eu des problèmes similaires à ceux rencontrés lors du poling thermique. Le problème majeur ici s'est avéré être le claquage entre la masse et l'anode. À cette étape des travaux, le morceau de silice sous la fibre avait été préparé dans les laboratoires de l'École Polytechnique, le sillon ayant été réalisé par attaque chimique au HF. Sa profondeur n'étant pas uniforme et sa largeur pas tout à fait bien adaptée au diamètre de la fibre, il était difficile de placer celle-ci bien au centre du sillon et faire en sorte que les électrodes (masse évaporée et anode rigide) soient masquées l'une et l'autre par la fibre.

Une autre difficulté liée à ce montage concerne l'électrode évaporée au fond de la tranchée. Il est difficile de s'assurer de son état (continuité) et de sa mise à la masse sans l'endommager lors des mesures. En effet, la couche évaporée se détériore assez facilement lorsque soumise aux frottements ou pressions d'objets pointus. Pour être à même de vérifier sa continuité, nous avons dû coller un fil de 40 μm de diamètre

à chaque extrémité de la tranchée. Ces complications nous ont donc menés à l'essai d'une autre installation.

Pour la seconde configuration testée (figure 3.5), nous avons fait le poling UV sur une fibre évaporée. Nous avons aussi remplacé le morceau de silice avec sillon par un échantillon plan de silice dont la surface a été métallisée à l'aluminium et qu'on met à la masse. La haute tension est appliquée à la fibre comme pour le poling thermique par un fil de $40\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre collé à l'électrode évaporée. Un morceau de céramique MacorTM usinée ou de SuprasilTM posé sur le plat de la fibre maintient le tout en place.

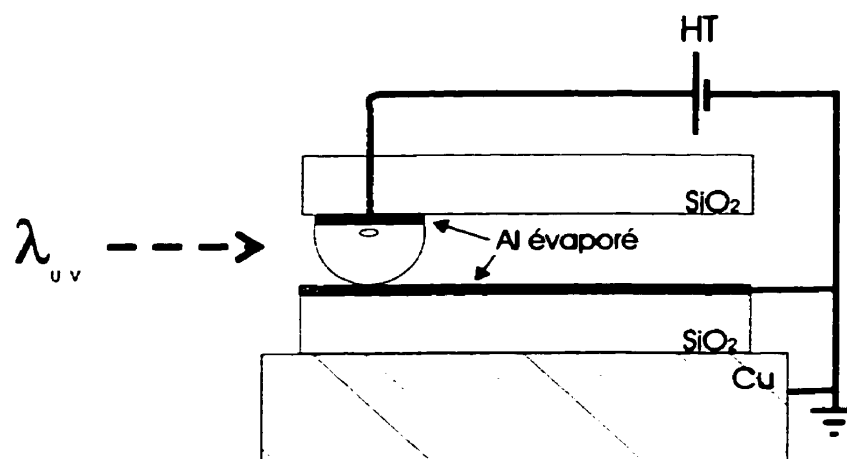


FIG. 3.5 – Configuration de poling UV avec électrode évaporée sur la fibre

Pour tous les essais de poling dans cette configuration expérimentale, l'électrode évaporée sur la fibre a mal résisté et en est ressortie endommagée. La haute tension appliquée peut être mise en cause puisque nous rencontrons un problème semblable lors du poling thermique où une électrode d'aluminium est évaporée sur la fibre (voir section 2.3.2.2).

3.3.3 Paramètres de poling

Pour les paramètres de poling UV à utiliser, nous nous sommes fondés encore une fois sur les travaux de Fujiwara et al. Malheureusement, peu d'études ont été faites sur l'influence d'une variation des paramètres sur l'amplitude de la non-linéarité de

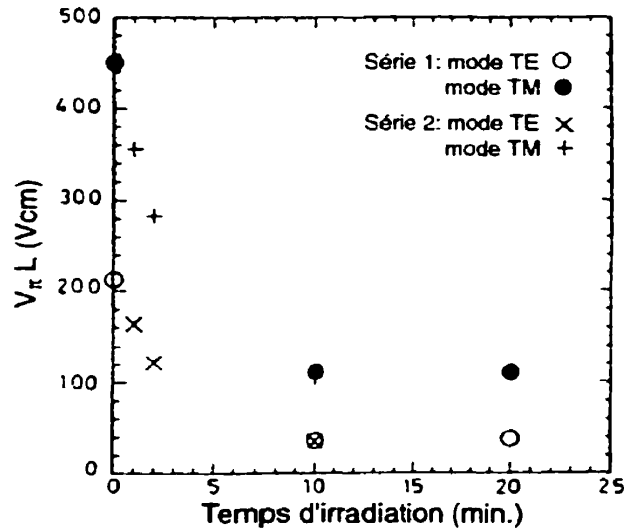


FIG. 3.6 – Produit $V_\pi L$ en fonction du temps d'irradiation de fibres traitées par poling UV [25].

deuxième ordre induite. Les paramètres qui peuvent être changés dans notre expérience de poling sont le temps d'irradiation UV, la haute tension appliquée et l'énergie par unité de surface des impulsions laser.

Le **temps d'irradiation** des fibres, en ce qui concerne nos essais, a été de 15 à 20 minutes. Ce choix a été fait à partir d'une publication de Fujiwara [25] sur la modulation électro-optique dans des fibres. La variation du produit $V_\pi L$ a été mesurée en fonction du temps d'exposition et pour les polarisations parallèle et perpendiculaire au champ électrique appliqué lors du poling. La tension V_π est en fait la tension à appliquer à la fibre pour produire un déphasage de π , L est la longueur de la zone non-linéaire induite. Ils ont remarqué que pour une densité d'énergie surfacique de 36 mJ/cm^2 par impulsion, un taux de répétition des impulsions de 10 Hz et une tension $> 8 \times 10^7 \text{ V/m}$ constantes, le produit $V_\pi L$ saturait au bout d'une dizaine de minutes d'exposition. On a reproduit ce résultat à la figure 3.6 (série 1 : exposition de 0, 10 et 20 min.; série 2 : 1, 2 et 10 min.).

Concernant l'**amplitude du champ électrique** appliqué, les mêmes auteurs ont étudié la variation du coefficient de deuxième ordre d ($d = \chi^{(2)}/2$, autre convention utilisée dans la littérature) en fonction du champ électrique de poling sur des

échantillons de préforme de fibres (voir figure 3.7). Dans ce résultat, d_{33} est mesuré parallèlement à la direction de poling tandis que d_{31} est mesuré perpendiculairement. Encore une fois, il y a saturation et ce, à partir d'environ $1,5 \times 10^7$ V/m. Pour nos essais, étant donné la différence de configuration par rapport à celle des auteurs (fibres à électrodes internes), nous avons choisi d'appliquer la tension la plus élevée possible sans qu'il y ait de claquage électrique, soit environ 5 kV (6×10^7 V/m).

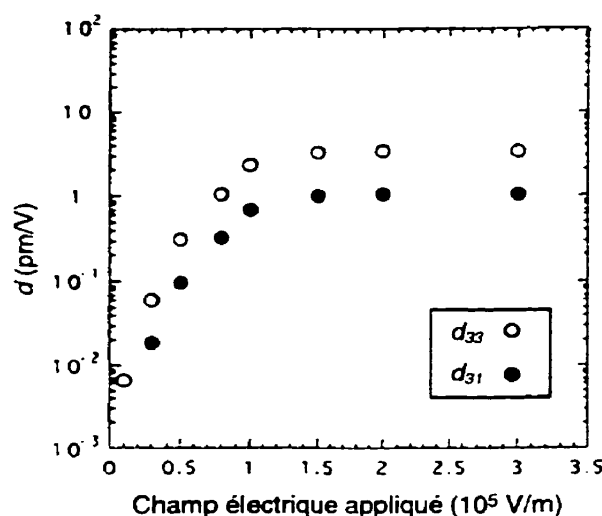


FIG. 3.7 - Coefficients de deuxième ordre d induits en fonction de l'amplitude du champ électrique pendant le poling UV sur des échantillons de préformes de fibres [26].

Enfin, pour ce qui est des propriétés de l'**exposition laser**, nous avons reproduit autant que possible les conditions publiées. La longueur d'onde du laser excimère était de 193 nm, les impulsions avaient une densité d'énergie surfacique d'environ 60 mJ/cm^2 au niveau de la fibre et une fréquence de répétition de 10 Hz.

En résumé, la démarche suivie pour l'expérience de poling UV sur les fibres est la suivante :

Étapes préliminaires :

- alignement du laser excimère sur la fibre optique par observation de la photoluminescence de la silice (sur la section irradiée et en bout de fibre) :
- mise sous vide poussé (pression $< 10^{-5}$ Torr) de la cloche.

Poling UV :

- application de la haute tension (5 kV) en même temps que irradiation UV de la fibre pendant 15 à 20 minutes.

Il nous reste encore beaucoup de travail d'exploration à faire pour arriver à induire une non-linéarité de deuxième ordre par poling ultra-violet sur des fibres optiques. Le peu de résultats publiés par la communauté scientifique (autre que Fujiwara et al.) sur le sujet en est une bonne indication.

Enfin, il faut tester différentes combinaisons de durée, haute tension et énergie d'impulsion avec notre configuration d'expérience.

Nous allons maintenant présenter les résultats de la caractérisation des fibres optiques traitées par poling, par génération du second harmonique et par modulation électro-optique linéaire.

Chapitre 4

Caractérisation de la non-linéarité de deuxième ordre

La caractérisation de l'amplitude de la non-linéarité de deuxième ordre induite par poling dans les fibres optiques s'est faite de deux façons : par génération du second harmonique et par modulation électro-optique linéaire (effet Pockels). En ce qui concerne les fibres optiques, la détection de la non-linéarité induite s'avère être plus facile par mesure de l'effet électro-optique et il est simple de comprendre pourquoi.

La mesure de l'effet électro-optique dans une fibre s'appuie sur le déphasage que subit un faisceau laser au moment de sa propagation, lorsqu'un champ électrique continu (ou de faible fréquence) est appliqué à la fibre. Ce déphasage augmente linéairement avec la longueur de la zone non-linéaire (quelques centimètres dans notre cas) ce qui est simple à contrôler dans le cas des fibres. La GSH par contre, comme on a pu le voir au premier chapitre, nécessite l'accord de phase pour avoir une bonne efficacité de conversion et cet accord de phase ne peut être obtenu dans les fibres pour les raisons alors évoquées. La longueur d'interaction se réduit dans le cas de non accord de phase à une longueur de cohérence (environ $24\text{ }\mu\text{m}$ dans notre cas) et on obtient de très faibles taux de conversion.

En connaissance de cause, nous avons quand même effectué la caractérisation des fibres des deux façons afin de valider les résultats et nous les avons comparés avec les mesures obtenues pour une fibre vierge n'ayant subi aucun poling.

Dans ce chapitre, nous allons discuter des deux méthodes de caractérisation de

la non-linéarité de second ordre induite dans les fibres, à commencer par la génération du second harmonique, suivie par la modulation électro-optique. Pour chacune, nous allons expliquer les montages expérimentaux utilisés, la procédure ainsi que les conditions nécessaires à la réussite. Enfin, nous présentons les résultats obtenus avec les fibres traitées par poling thermique.

4.1 Génération du second harmonique

4.1.1 Montage expérimental

Comme il a été mentionné dans l'introduction, la détection du second harmonique généré s'avère délicate, le signal attendu étant très faible. Il faut donc se placer dans les conditions optimales de réussite que nous évoquons plus loin. Voyons en premier lieu le montage expérimental utilisé et qui est schématisé à la figure 4.1 :

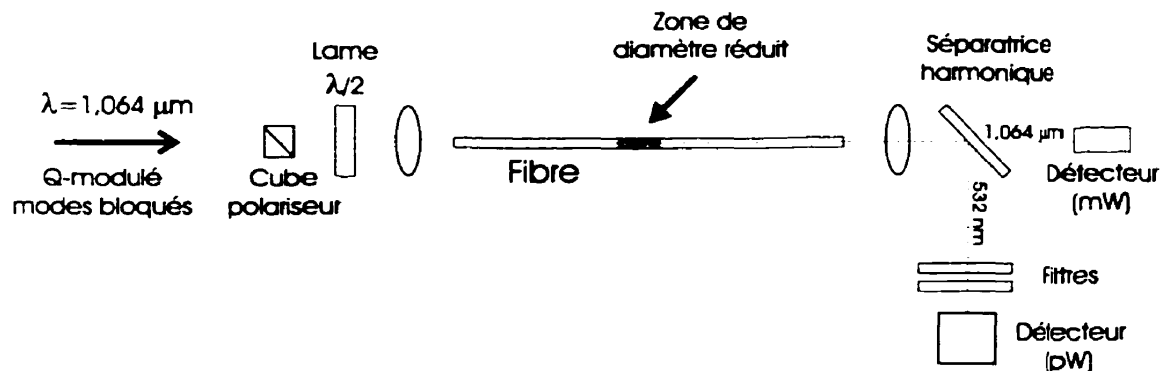


FIG. 4.1 – Montage optique utilisé pour la génération du second harmonique dans les fibres traitées par poling

Un laser Nd :YAG émettant à une longueur d'onde de $1,064 \mu\text{m}$ Q-modulé et à modes bloqués (impulsions de 100 ps dans l'enveloppe de Q-modulation de 250 ns) joue le rôle du laser de pompe. Ce dernier est focalisé sur la fibre au moyen d'une lentille de focale 12 mm, et afin d'ajuster la polarisation du laser à l'entrée de la fibre, nous y avons placé une lame demi-onde.

Pour la détection du second harmonique généré dans la fibre, une autre lentille a

été installée en bout de fibre dans le but de focaliser à l'infini le faisceau sortant. Une séparatrice harmonique réfléchissant le second harmonique (532 nm) et transmettant la pompe est placée derrière cette lentille. Cette dernière nous permet de détecter séparément les signaux de pompe et de GSH.

Afin de s'assurer de l'isolation du second harmonique, on place juste après la séparatrice deux filtres en verre coloré isolant le signal de GSH de 120 dB par rapport à la pompe. On peut donc mesurer des signaux très faibles et pour ce faire, nous avons placé un détecteur sensible au dixième de picowatt. Dans le but de connaître simultanément la puissance pompe en sortie de fibre, nous avons aussi placé un détecteur sur ce bras.

La procédure expérimentale à suivre pour faire la mesure du signal de GSH comporte plusieurs étapes qui doivent être exécutées avec minutie. Elle se résume à ce qui suit :

- coupler le faisceau laser dans la fibre ;
- trouver les axes de biréfringence de la fibre ;
- ajuster la polarisation d'entrée du laser pour qu'elle soit parallèle ou perpendiculaire à l'axe de la fibre selon lequel on a fait le poling ;
- mesurer le signal du second harmonique généré en fonction de la variation de puissance pompe couplée.

Le **couplage du laser** à la fibre s'effectue à l'aide de la lentille et de mouvements micrométriques qui permettent de décaler la fibre dans les directions x , y et z par rapport à la lentille. Un bon couplage se situe autour de 30% de puissance couplée. Il est important d'optimiser ce couplage car nous avons observé que pour des puissances moyennes incidentes approchant les 120 mW (laser Q-modulé et à modes bloqués), la face de la fibre est endommagée.

Le **repérage des axes** de biréfringence de la fibre se justifie par la nécessité d'utiliser la propriété de maintien de polarisation de cette dernière. On réalise cette étape à l'aide de la lame demi-onde (voir figure 4.1) et d'un polariseur suivi d'un détecteur temporairement placés en sortie de fibre. Si la polarisation à l'entrée est parallèle à un axe de la fibre, une rotation du polariseur de sortie doit avoir comme effet qu'on ne détecte le laser que pour le polariseur orienté parallèlement à ce même axe.

Comme on le verra plus loin dans la section sur l'analyse des résultats (4.1.3), le tenseur $\chi_{il}^{(2)}$ pour la silice traitée par poling comporte deux composantes indépendantes qu'on détermine en mesurant la GSH parallèlement et perpendiculairement à l'axe de poling. Il faut donc injecter le laser avec une **polarisation linéaire parallèle (ou perpendiculaire)** à la direction de poling et il faut que ce parallélisme se maintienne lors de la propagation. Cette condition explique le choix d'une fibre biréfringente à maintien de polarisation pour les poling thermique et UV. On retrouve une situation similaire pour la caractérisation de la non-linéarité par modulation électro-optique linéaire, puisque le tenseur r a la même symétrie que le tenseur $\chi^{(2)}$ et donc aussi deux composantes indépendantes, l'une parallèle et l'autre perpendiculaire à l'axe de poling.

La **mesure du signal de GSH** demande de prendre quelques précautions en ce qui a trait à la puissance pompe couplée dans la fibre. Outre le fait qu'il faille tenir compte du maximum que puisse supporter la face de la fibre, il faut s'assurer de ne pas auto-induire la génération du second harmonique. Ce dernier signal pourrait masquer le signal de GSH produit par la non-linéarité induite par poling.

Des mesures de GSH auto-induite ont donc été faites, sur le même type de fibre que celle que nous utilisons pour le poling, pour déterminer la puissance seuil de GSH auto-induite. Il a été observé que celle-ci apparaît à partir d'environ 3 mW moyens couplés et ce, dès les premières secondes de propagation dans la fibre. Il est donc nécessaire de maintenir la puissance couplée sous cette limite lors de nos mesures.

Une autre condition concerne cette fois l'efficacité de la conversion en second harmonique. Comme nous l'avons vu précédemment, l'efficacité de conversion est tributaire de plusieurs paramètres dont la puissance pompe couplée à la fibre (voir équation 1.29). Plus cette dernière est élevée, plus le taux de conversion augmente.

Ceci explique pourquoi nous utilisons un laser pulsé comme laser de pompe, afin de bénéficier de la grande puissance crête des impulsions. Le fait que le laser Nd :YAG soit Q-modulé et à modes bloqués permet d'obtenir une puissance crête d'environ 300 000 fois supérieure à la puissance moyenne, soit par exemple pour 10 mW en moyenne couplés dans la fibre, 3 kW de puissance crête.

Nous connaissons maintenant les détails du montage utilisé pour la caractérisation par GSH, nous allons voir dans la prochaine section les résultats obtenus.

4.1.2 Résultats

Les résultats de caractérisation de la non-linéarité de deuxième ordre présentés dans les paragraphes qui suivent, le sont pour une fibre traitée par poling thermique sous une configuration telle qu'illustrée à la figure 2.9 de la section 2.3.2.2. Ces résultats sont les meilleurs qu'on ait pus obtenir.

Nous avons effectué deux ensembles de mesures, soit en premier lieu sur la fibre ayant subi le poling thermique. Nous y avons couplé le laser pompe avec une polarisation parallèle à l'axe de poling, puis avec une polarisation perpendiculaire, le tout à faible puissance moyenne pour ne pas produire de GSH auto-induite.

En deuxième lieu, pour fin de comparaison, nous avons procédé à une série de mesures dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment, mais cette fois sur une fibre vierge de même type et n'ayant subi aucun poling.

Dans les paragraphes qui suivent, nous rapportons et analysons ces résultats. et à l'aide de ces derniers, estimons la valeur de la susceptibilité non-linéaire de deuxième ordre $\chi^{(2)}$ induite dans la fibre.

4.1.2.1 Fibre traitée par poling thermique

Nous avons débuté la caractérisation par une mesure du signal de GSH en fonction de la puissance pompe couplée dans la fibre. Le laser Nd :YAG est injecté avec une polarisation parallèle à l'axe de poling. La figure 4.2 illustre les résultats obtenus.

Nous avons effectué les mesures sur un intervalle de puissance pompe moyenne allant de 0 à 2,5 mW. Pour chacune des mesures (représentées par des carrés), un minimum de temps était alloué pour la prise de données, ceci dans le but de réduire la durée de propagation du laser dans la fibre et éviter autant que possible l'apparition de GSH auto-induite.

En se basant sur l'équation 1.26 du premier chapitre exprimant l'intensité du second harmonique $I_{2\omega}$ en fonction de l'intensité pompe I_{ω} , on s'attend à une dépendance quadratique du signal de GSH mesuré. Nous avons donc fait la correspondance des données avec une courbe parabolique qui est représentée sur le graphique par un trait plein. Comme on peut le voir, il y a une bonne concordance entre résultats expérimentaux et théoriques.

Le même type de mesures a été effectué sur la fibre, mais cette fois avec une

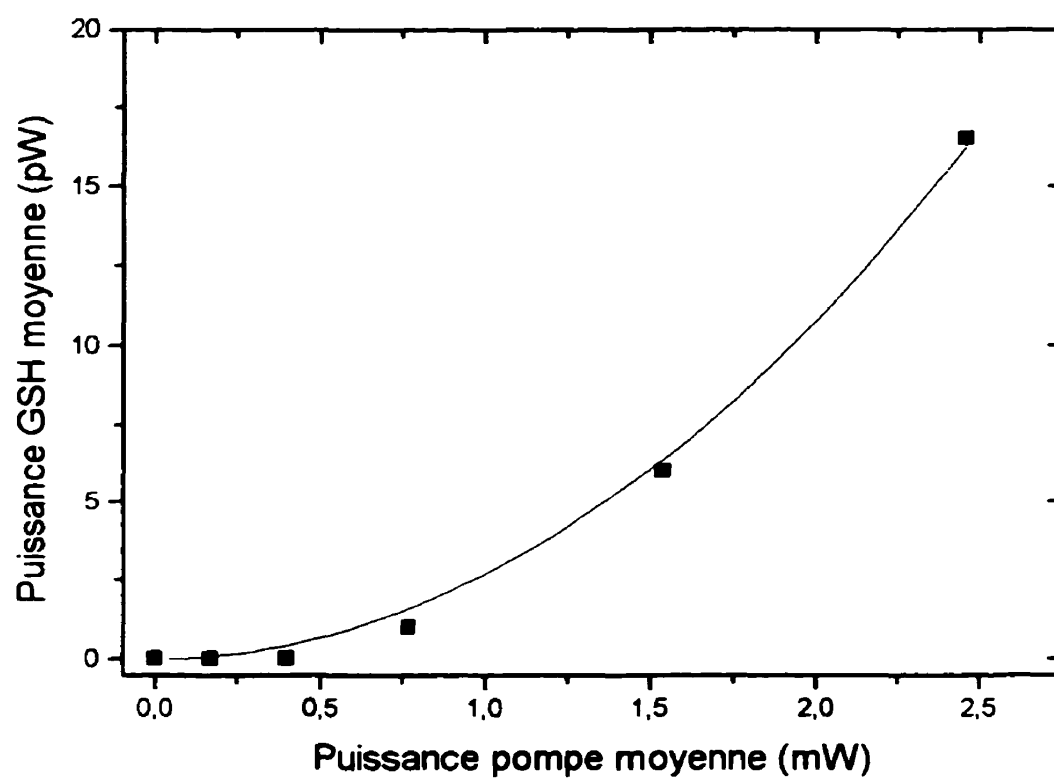


FIG. 4.2 - Puissance moyenne du second harmonique (532 nm) en fonction de la puissance moyenne de la pompe (1,064 μm) dans une fibre traitée par poling thermique (3 kV à 280 °C pendant 15 min.). Le laser est polarisé parallèlement à l'axe de poling.

polarisation du laser pompe perpendiculaire à l'axe de poling. On peut voir le résultat de la détection sur le graphique de la figure 4.3.

L'erreur du détecteur sur la mesure du signal de GSH est évalué à plus ou moins 0.3 pW. Ce dernier est cependant calibré pour une utilisation en régime continu et non pulsé. L'erreur en régime pulsé pourrait être plus élevée.

4.1.2.2 Fibre vierge

Pour fin de comparaison, nous avons reproduit les mesures précédentes sur une fibre vierge (figure 4.4). Les résultats obtenus ici confirment la présence d'une non-linéarité de deuxième ordre dans les fibres traitées par poling thermique. Comme on peut le voir sur la figure, la GSH auto-induite fait son apparition aux alentours d'une puissance moyenne pompe couplée de 3 mW.

4.1.3 Analyse

Pour faire l'analyse des résultats obtenus par caractérisation en GSH, il faut connaître la forme (éléments nuls et non-nuls) du tenseur de susceptibilité de deuxième ordre induit par poling thermique dans les fibres. Le tenseur $\chi_{il}^{(2)}$ dépend de la symétrie du milieu. De plus, ce tenseur se définit par rapport à un système de coordonnées cartésiennes, système qu'il faut situer dans le problème. Nous choisissons l'axe z comme axe de poling de la fibre et les axes x et y comme schématisé à la figure 4.5.

Le poling thermique fait apparaître dans la silice un axe de symétrie selon l'axe z . Les classes cristallines comportant un axe de symétrie selon z et deux axes dégénérés dans les directions x et y , sont les classes $4mm$ et $6mm$ [30]. Aussi, comme nous travaillons dans le domaine de longueur d'onde où la silice est transparente (0,2 à 4 μm), la condition de symétrie de Kleinman est valide et on obtient, pour le tenseur de susceptibilité de deuxième ordre en notation contractée :

$$\chi_{il}^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \chi_{31} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \chi_{31} & 0 & 0 \\ \chi_{31} & \chi_{31} & \chi_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Il y a, comme on peut le voir, deux éléments indépendants à déterminer, soit

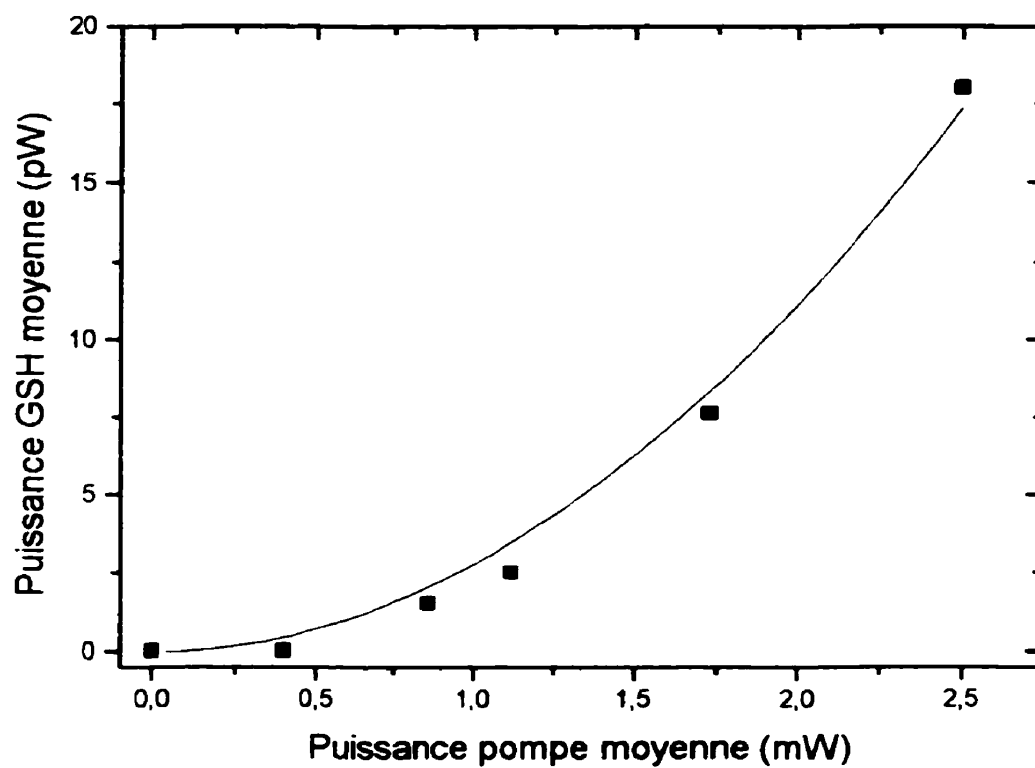


FIG. 4.3 - Puissance moyenne du second harmonique (532 nm) en fonction de la puissance moyenne de la pompe (1,064 μm) dans une fibre traitée par poling thermique (3 kV à 280 °C pendant 15 min.). Le laser est polarisé perpendiculairement à l'axe de poling.

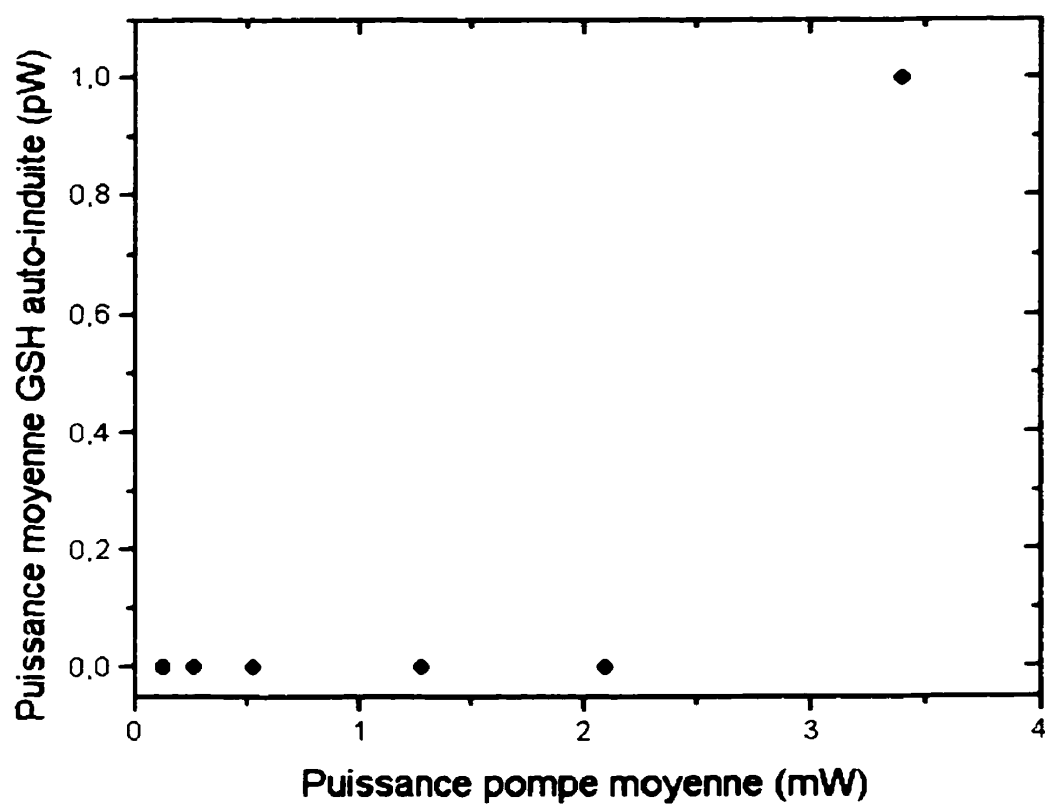


FIG. 4.4 - Puissance moyenne de GSH auto-induite (532 nm) en fonction de la puissance moyenne de la pompe ($1,064 \mu\text{m}$) sur une fibre en D non traitée. Le laser est polarisé parallèlement au petit axe du cœur de la fibre.

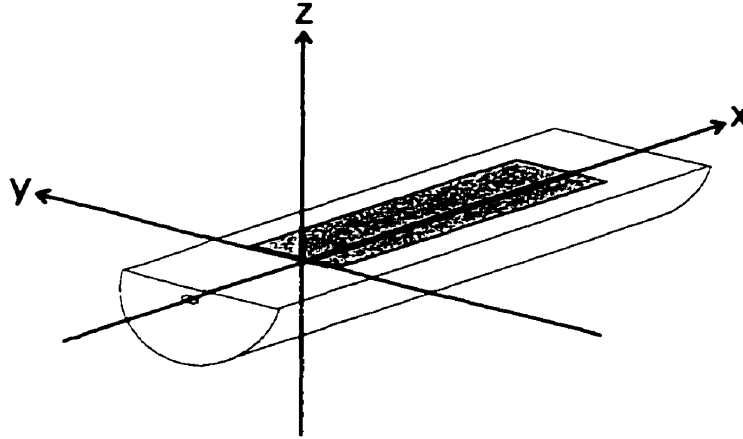


FIG. 4.5 – Choix du système de coordonnées cartésiennes pour l'analyse des résultats de la caractérisation en GSH des fibres.

$\chi_{33}^{(2)}$ et $\chi_{31}^{(2)}$. À l'aide de l'équation 1.10, on peut écrire la polarisation non-linéaire de deuxième ordre générée, en fonction des composantes du champ optique incident et du tenseur $\chi_{il}^{(2)}$:

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)} \\ P_y^{(2)} \\ P_z^{(2)} \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \chi_{il}^{(2)} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix}$$

Si le laser de pompe ($1,064 \mu\text{m}$) est injecté dans la fibre avec une polarisation linéaire selon z , nous avons $E_x = 0$ et $E_y = 0$ et la seule composante non-nulle de la polarisation est :

$$P_z^{(2)} = \varepsilon_0 \chi_{33}^{(2)} E_z^2 \quad (4.1)$$

En mesurant le signal de GSH avec une polarisation de la pompe parallèle à l'axe de poling, on est à même d'évaluer la composante $\chi_{33}^{(2)}$ du tenseur à l'aide de l'équation

1.29. De façon similaire, mais avec une polarisation pompe perpendiculaire à l'axe de poling, on a $E_x = 0$ et $E_z = 0$ et on obtient comme composante non-nulle :

$$P_z^{(2)} = \varepsilon_0 \chi_{31}^{(2)} E_y^2 \quad (4.2)$$

ce qui permet d'évaluer $\chi_{31}^{(2)}$.

On peut maintenant, à partir des mesures expérimentales de GSH (figures 4.2 et 4.3), évaluer les deux composantes de la susceptibilité non-linéaire de deuxième ordre induite. Pour ce faire, on utilise l'équation 1.29 développée pour des ondes planes et dans le cas où l'efficacité de conversion en deuxième harmonique est faible ($I_\omega(L) = I_\omega(0)$). On fait aussi l'hypothèse d'une zone non-linéaire induite uniformément sur le coeur. On a :

$$\frac{\mathcal{P}_{2\omega}(L)}{A_{2\omega}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{1}{c^2} \omega^2 \frac{[\chi^{(2)}]^2 L^2}{n_\omega^2 n_{2\omega}} \text{sinc}^2 \frac{\Delta k L}{2} \left[\frac{\mathcal{P}_\omega}{A_\omega} \right]^2 \quad (4.3)$$

ou, en fonction de la distance de propagation z dans la fibre :

$$\frac{\mathcal{P}_{2\omega}(z)}{A_{2\omega}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{1}{c^2} \omega^2 \frac{[\chi^{(2)}]^2}{n_\omega^2 n_{2\omega}} \left[\frac{\mathcal{P}_\omega}{A_\omega} \right]^2 \frac{\sin^2 \frac{\Delta k z}{2}}{\left(\frac{\Delta k}{2} \right)^2} \quad (4.4)$$

On a écrit les équations en fonction des puissances $\mathcal{P}_{2\omega}$ et $\mathcal{P}_\omega$ plutôt que des intensités.

Le paramètre A représente l'aire effective du mode se propageant dans le coeur de la fibre. Cette aire effective dépend des paramètres de la fibre et de la longueur d'onde de propagation. À l'aide d'un logiciel de simulation développé au Laboratoire des fibres optiques, on calcule, pour les longueurs d'onde de second harmonique et de pompe : $A_\omega = 6,6 \mu\text{m}^2$ et $A_{2\omega} = 4,3 \mu\text{m}^2$ (à titre comparatif, la surface elliptique du coeur fait environ $6,3 \mu\text{m}^2$).

Pour ce qui est des indices n_ω et $n_{2\omega}$, on les détermine à l'aide de l'équation de Sellmeier pour la silice pure (équation 1.3) et on obtient : $n_\omega = 1.45$ et $n_{2\omega} = 1.46$. La longueur de poling L est, quant à elle, environ 1,7 cm.

La technique de poling thermique réalisée dans la fibre, dont les résultats sont exposés ici, ne peut donner l'accord de phase. Par contre, dans le but de calculer la

valeur seuil du $\chi^{(2)}$ qu'on ait pu induire, on se place dans la situation où on aurait le meilleur taux de conversion, soit lorsque $\Delta k \rightarrow 0$ et donc $\text{sinc}^2 \rightarrow 1$. On obtient ainsi, pour les éléments du tenseur :

$$\chi_{33}^{(2)} > 0,007 \text{ pm/V}$$

$$\chi_{31}^{(2)} > 0,007 \text{ pm/V}$$

ces valeurs sont assez faibles, mais représentent des minima.

On ne sait pas exactement à quoi est égal l'argument $\Delta k L/2$ du sinus cardinal en $x = L$, c'est-à-dire à la fin du processus de conversion de fréquence. On ne peut déterminer avec précision la longueur de la zone non-linéaire L dans les fibres optiques. Il est par conséquent impossible de déterminer avec exactitude la valeur du $\chi^{(2)}$ induit. C'est le problème avec la caractérisation de la non-linéarité induite dans les fibres par GSH. Pour illustrer le problème, on a schématisé sur la figure 4.6, l'efficacité de conversion de la GSH en fonction de la distance z de propagation dans le milieu non-linéaire et ce, pour deux valeurs différentes de désaccord de phase.

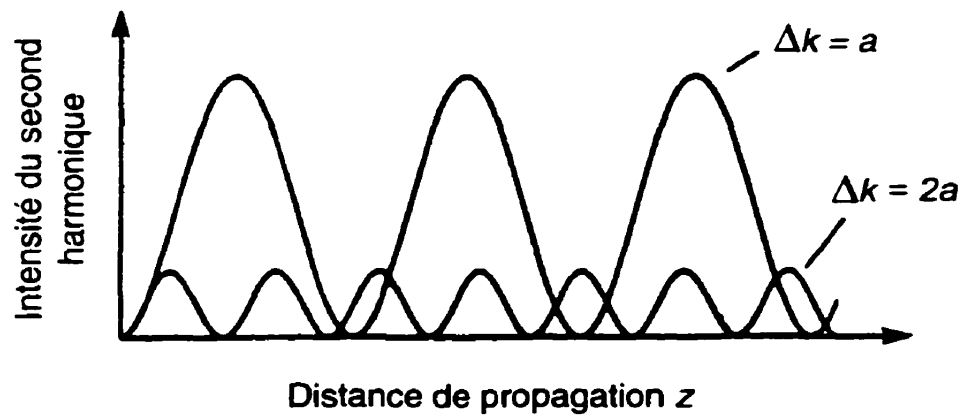


FIG. 4.6 - Évolution de l'intensité du second harmonique en fonction de la distance de propagation pour deux valeurs différentes de désaccord de phase. Le paramètre a est une constante arbitraire.

On explique aisément ce graphique à l'aide de l'équation 4.4. On voit que la puissance $\mathcal{P}_{2\omega}$ suit une variation en $\sin^2$ fonction de z . De plus, son amplitude est une

fonction inverse de Δk^2 ce qui explique la diminution de l'efficacité de conversion (ou de l'intensité du second harmonique avec un accroissement de Δk^2 sur la figure 4.6).

On remarque aussi que les éléments du tenseur $\chi_{33}^{(2)}$ et $\chi_{31}^{(2)}$ (valeurs seuil) sont du même ordre de grandeur. Un des modèles expliquant l'apparition de la non-linéarité de deuxième ordre par poling thermique dans la silice propose un mécanisme de rectification optique faisant intervenir le $\chi^{(3)}$ (voir section 2.1.1). Si c'est le cas, on devrait aussi avoir la relation $3\chi_{31}^{(2)} = \chi_{33}^{(2)}$ [9] qui provient de symétries du tenseur $\chi^{(3)}$ de la silice.

L'argument $\Delta k L/2$ du sinus cardinal peut encore être mis en cause. On s'attend à ce que le désaccord de phase Δk soit différent pour la GSH produite à partir d'un faisceau pompe ($1,064 \mu\text{m}$) polarisé parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de poling. Ceci est relié à l'utilisation d'une fibre biréfringente où les indices effectifs des modes sont différents pour les polarisations parallèle et perpendiculaire. La fibre en D ECoreTM que nous utilisons a d'ailleurs un degré de biréfringence modale élevé de $1,5 \times 10^{-4}$ (B , voir équation 1.4) et donc une différence non-négligeable entre les indices effectifs pour les deux polarisations.

En ce qui concerne les faibles valeurs obtenues de susceptibilité, plusieurs choses peuvent expliquer ce résultat. À part le fait que nous soyons en condition de désaccord de phase et donc que nous n'ayons pas idée de la valeur de sinc^2 en $x = L$, les nombreuses interfaces diélectrique/air et inversement traversées peuvent être mises en cause. Pour chacune de ces interfaces, on a environ 4% de puissance réfléchi (on détermine cette valeur à l'aide des coefficients de Fresnel [31]), ce qui fait au total, jusqu'au détecteur, de 15 à 20% de puissance perdue par réflexion.

Enfin, la mesure de GSH nous indique la présence d'une non-linéarité induite et nous donne une valeur minimale de $\chi^{(2)}$. La caractérisation par modulation électro-optique confirme l'existence de cette non-linéarité, comme on va le voir dans la prochaine section.

4.2 Modulation électro-optique linéaire

La modulation électro-optique linéaire de fibres optiques traitées par poling a été effectuée à l'aide de deux montages optiques. Le premier, basé sur la modification de

l'état de polarisation du laser dans la fibre lors de l'application du champ électrique, permet de confirmer la présence d'une non-linéarité de deuxième ordre. Il est cependant impossible avec cette expérience d'évaluer le coefficient électro-optique induit r .

Pour le second montage, la fibre est placée dans l'un des bras d'un interféromètre de Mach Zehnder et la mesure se base sur la différence de chemin optique créée lors de l'application du champ électrique modulé E_{dc} . Ce montage donne la possibilité d'évaluer le coefficient r .

4.2.1 Montages expérimentaux

La caractérisation de la non-linéarité induite nécessite de placer la fibre dans une configuration de modulateur électro-optique. Il faut installer la section de fibre traitée par poling entre deux électrodes de longueur égale à celle de la zone non-linéaire. Cette configuration est la même pour les deux montages optiques mentionnés précédemment et est illustrée à la figure 4.7.

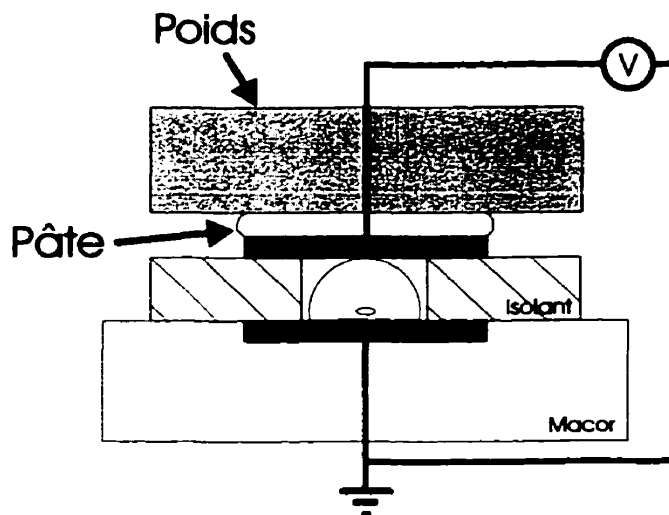


FIG. 4.7 – Disposition de la fibre pour la modulation électro-optique.

On voit encore une fois l'avantage de travailler avec une fibre à section en D, il est facile d'installer celle-ci pour avoir la direction d'application du champ E_{dc} parallèle à l'axe de poling.

Dans cette configuration, des isolants sont placés de part et d'autre de la fibre pour éviter tout claquage électrique. Aussi, pour amortir les vibrations mécaniques qui ajoutent du bruit au signal détecté en sortie de fibre, on installe un système d'amortissement composé d'une pâte sur laquelle on pose un poids (bloc d'acier par exemple) d'une masse appréciable. Sans ce système d'amortissement, des résonances mécaniques importantes sont observées lorsqu'on effectue un balayage en fréquence (0 à 100 kHz) du champ électrique appliqué à la fibre.

Nous allons maintenant voir les montages optiques utilisés pour la caractérisation de la fibre.

4.2.1.1 Premier montage optique : mesure différentielle

Le premier montage expérimental de caractérisation de l'effet électro-optique dans les fibres est schématisé à la figure 4.8.

Un laser Nd :Yag à $1,064 \mu\text{m}$ (en régime continu) est couplé à la fibre au moyen d'une lentille, sa polarisation étant ajustée à l'aide de la lame demi-onde. À la sortie de la fibre, une autre lentille focalise le faisceau sortant à l'infini. On a aussi installé un compensateur de Berek, qui sert à modifier la polarisation du faisceau afin qu'elle soit circulaire lorsque le champ électrique appliqué à la fibre $E_{dc} = 0$. On verra plus loin l'utilité de cette manipulation.

Un séparateur de polarisation placé devant le détecteur joue le rôle d'un analyseur. En d'autres mots, on choisit une direction particulière de polarisation pour la détection. Le signal détecté est ensuite analysé par un système de détection synchrone relié à un ordinateur.

La procédure expérimentale qu'on doit suivre pour être en mesure de détecter le signal de modulation électro-optique dans cette expérience est la suivante :

- coupler le laser à la fibre ;
- repérer les axes de biréfringence ;
- ajuster la polarisation d'entrée à 45° des axes de biréfringence ;
- ajuster le compensateur de Berek pour avoir une polarisation circulaire lorsque $E_{dc} = 0$;
- placer le séparateur de polarisations pour que sa transmission soit parallèle à la polarisation d'entrée (à 45° des axes de la fibre) ;

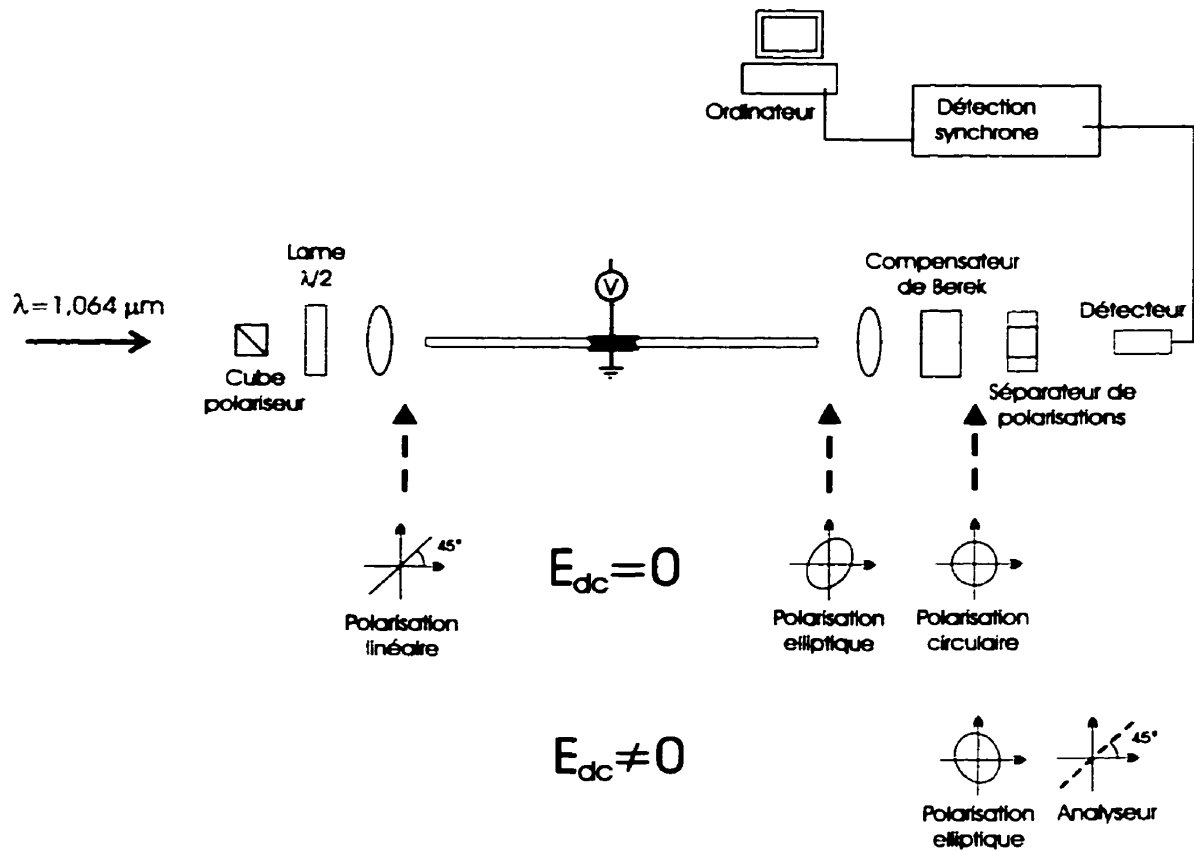


FIG. 4.8 – Montage optique pour la modulation électro-optique différentielle (vue de côté). En-dessous, évolution de la polarisation au cours de la propagation.

- appliquer E_{dc} et mesurer le signal de sortie en fonction de l'amplitude de E_{dc} (0 à 200 V, onde sinusoïdale) et de la fréquence de modulation (0 à 100 kHz).

Le couplage et le repérage des axes se font de la même manière que pour la mesure du signal de GSH, on peut se référer à la section 4.1.1 pour en avoir les détails.

On ajuste, avec la lame demi-onde, la polarisation à l'entrée de la fibre pour qu'elle soit linéaire à 45° des axes. Ceci est nécessaire si on veut être en mesure de détecter la modulation électro-optique. En effet, pour un faisceau couplé de cette façon, l'état de polarisation évolue comme schématisé à la figure 1.3 du premier chapitre. En sortie de fibre, on obtient une polarisation elliptique arbitraire qui dépend de la longueur totale de la fibre et de L_B , sa longueur de battement (7 mm pour la fibre en D). Sur

la figure 4.8. on a illustré l'état de la polarisation du faisceau laser en différents points du montage.

Puisque l'application de la tension E_{dc} induit un changement d'indice différent selon les axes parallèle et perpendiculaire à l'axe de poling (voir section 1.3.4), l'état de polarisation elliptique varie avec la modulation de E_{dc} . Comme on a placé l'analyseur aussi à 45° des axes de biréfringence, on détecte un signal modulé. En ramenant, à l'aide du compensateur de Berek, la polarisation à un état circulaire avant l'application du champ électrique, on maximise l'amplitude du signal modulé lors de la détection.

4.2.1.2 Deuxième montage optique : Mach Zehnder

Le second montage que nous avons utilisé est un interféromètre de Mach Zehnder. Le principe de fonctionnement de ce dernier est le suivant : un faisceau laser est divisé en deux bras par une première lame séparatrice. Les faisceaux de ces deux bras sont ensuite recombinaés par une deuxième lame et en fonction de leur phase relative (et donc de la différence de chemin optique), on a interférence constructive ou destructive. On utilise cet interféromètre pour détecter la modulation électro-optique dans la fibre. L'application du champ E_{dc} modifie l'indice de la zone non-linéaire et donc, change le chemin optique total de ce bras de l'interféromètre. La figure 4.9 montre l'expérience.

Le montage comporte plusieurs composants semblables au premier. Ce qui diffère est l'interféromètre lui-même qui comporte deux lames séparatrices (séparation à près de 50%) et deux miroirs, dont l'un est monté sur un module de translation piezoélectrique. Ce module permet des translations de l'ordre de la longueur d'onde (micromètre). La détection fonctionne sur le même principe que précédemment.

La démarche expérimentale pour effectuer les mesures est aussi similaire. on doit :

- coupler le laser et repérer les axes de biréfringence ;
- ajuster la polarisation d'entrée parallèle ou perpendiculaire à l'axe de poling (pour déterminer la composante de r dans une des directions) ;
- à l'aide du module de translation piezoélectrique, ajuster le chemin optique du bras sans fibre pour avoir une phase relative de $\pi/2$ lors de la recombinaison des faisceaux quand $E_{dc} = 0$ (maximiser le signal modulé) ;
- appliquer E_{dc} et mesurer le signal de sortie en fonction de l'amplitude de E_{dc}

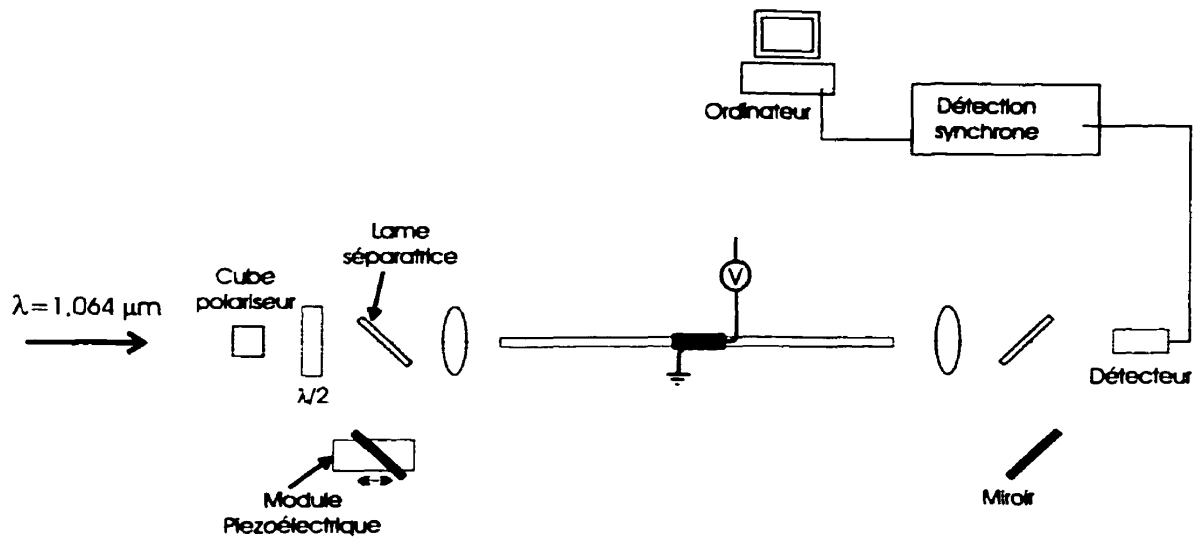


FIG. 4.9 – Interféromètre de Mach Zehnder pour la modulation électro-optique des fibres optiques (vue de dessus).

(0 à 200 V, sinusoïdale) et de la fréquence de modulation (0 à 100 kHz).

L'avantage d'un montage interférométrique, c'est qu'il est possible de déterminer chacune des deux composantes du tenseur électro-optique. Comme on verra un peu plus loin, le tenseur électro-optique induit dans la silice par poling, a la même forme que le tenseur $\chi^{(2)}$. En réalisant la mesure du signal avec une polarisation couplée parallèle ou perpendiculaire à l'axe de poling, comme la fibre maintient la polarisation, la modification du chemin optique est tributaire d'une seule composante du tenseur à la fois.

Pour une raison encore inconnue, cette méthode de caractérisation du coefficient électro-optique ne donne pas de résultats valides pour l'instant. Nous présentons donc dans les paragraphes qui suivent ceux obtenus à l'aide du premier montage optique.

4.2.2 Résultats

Dans cette section, on présente les résultats obtenus avec une fibre traitée par poling thermique selon la configuration expérimentale de la figure 2.9 et dont la zone non-linéaire induite fait environ 1,7 cm de long.

La caractérisation par modulation électro-optique de la non-linéarité de deuxième ordre s'est fait à l'aide du premier montage expérimental présenté. Nous avons effectué quatre ensembles de mesures sur la fibre, et chaque fois, en variant la fréquence de modulation du champ électrique E_{dc} de 0 à 100 kHz. Pour chacune des quatre mesures, nous avons utilisé une amplitude de champ électrique (tension) différente : 0 V, 50 V, 100 V, 150 V et 200 V. La figure 4.10 rassemble l'ensemble des mesures normalisées.

On a illustré les résultats sur la gamme de fréquence allant de 15 à 100 kHz. Sur l'intervalle 0 - 15 kHz, les mesures comportent une part importante de bruit provenant de vibrations mécaniques ou de résonances. De pareils résultats ont été obtenus par d'autres équipes dans le monde [16, 32].

On observe aussi une décroissance du déphasage avec l'augmentation de la fréquence. A basse fréquence, il est possible que des effets piezoélectriques ou électrostrictifs dans la silice contribuent à l'effet électro-optique [16, 33].

Pour s'assurer que le déphasage détecté provient bien de l'effet électro-optique induit par poling thermique, nous avons fait les mêmes mesures sur une fibre vierge, aucun signal n'était présent.

Nous allons maintenant expliquer ces résultats et voir les informations qu'on peut en tirer.

4.2.3 Analyse

Le montage de caractérisation dont nous analysons les résultats ne permet pas de déterminer les composantes du tenseur électro-optique (parallèle et perpendiculaire à l'axe de poling), mais seulement de confirmer l'existence de la non-linéarité.

Lorsque le faisceau laser, couplé à 45° des axes, se propage dans la fibre, il subit un déphasage additionnel lorsqu'une tension est appliquée à la zone non-linéaire. C'est pourquoi la polarisation circulaire à la sortie du compensateur de Berek devient elliptique lorsque la tension est appliquée. Le déphasage $\Delta\phi$ provenant du changement d'indice induit par le champ est donné par :

$$\Delta\phi = \Delta n k_0 L \quad (4.5)$$

où L est la longueur de fibre ayant subi le poling et soumise à la tension modulée et

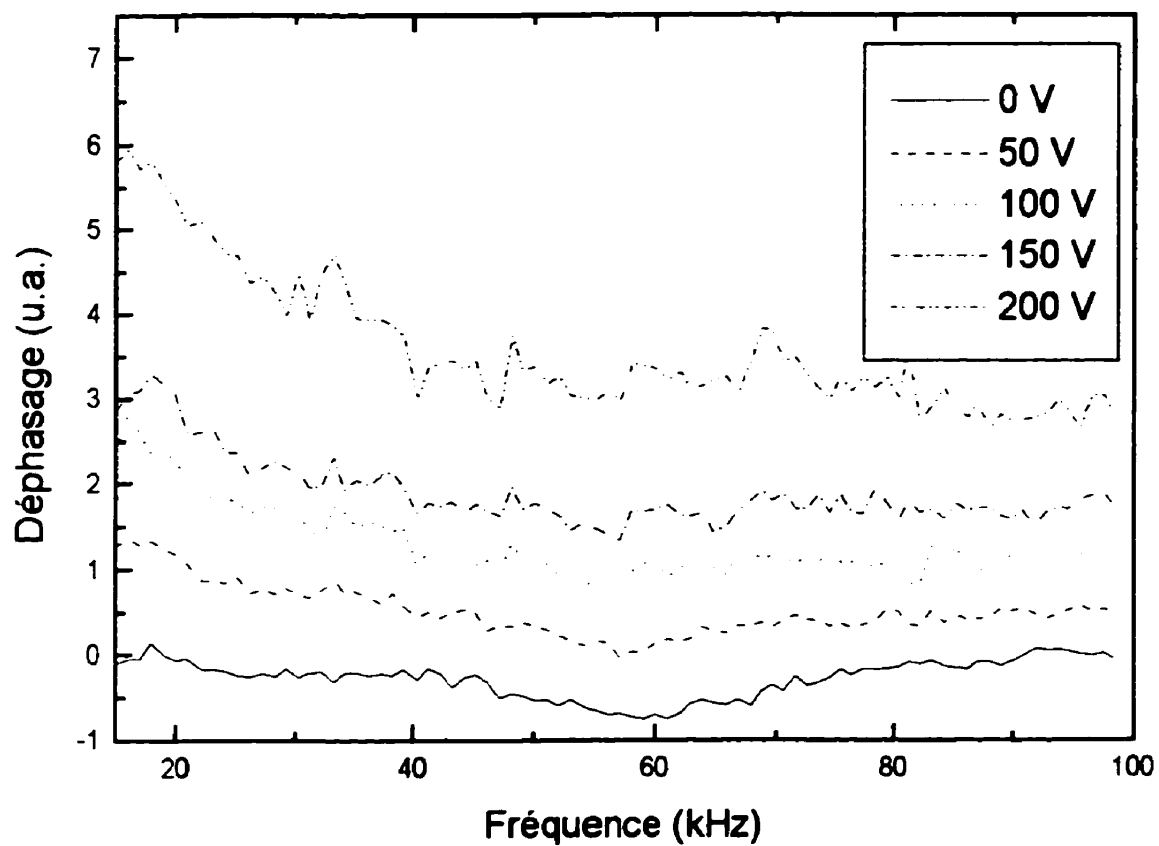


FIG. 4.10 - Déphasage en fonction de la fréquence de modulation du champ électrique et pour quatre amplitudes différentes. La fibre caractérisée est traitée par poling thermique (15 minutes, 280 °C et 3kV).

k_0 , le vecteur d'onde.

Pour être en mesure d'évaluer le déphasage, il faut déterminer le changement d'indice et pour arriver à ce résultat, il faut connaître la forme du tenseur électro-optique linéaire induit par poling thermique dans la silice.

Pour les mêmes raisons que celles évoquées dans la section 4.1.3 sur l'analyse des résultats en GSH, le tenseur r qui dépend de la symétrie du milieu comme le tenseur $\chi^{(2)}$ a la forme de celui des classes cristallines $4mm$ et $6mm$. En choisissant l'axe de poling parallèle à l'axe z et en définissant le système de coordonnées cartésiennes comme à la figure 4.5, on obtient le tenseur électro-optique suivant :

$$\mathbf{r}_{1k} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{13} & 0 \\ r_{13} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Puisqu'on applique le champ électrique statique selon l'axe z , on peut écrire l'expression de l'ellipsoïde des indices modifiés (équation 1.35) avec $k = 3$.

$$x^2 \left[\frac{1}{n_x^2} + r_{13} E_3 \right] + y^2 \left[\frac{1}{n_y^2} + r_{13} E_3 \right] + z^2 \left[\frac{1}{n_z^2} + r_{33} E_3 \right] = 1 \quad (4.6)$$

où les indices n_x , n_y et n_z sont les indices effectifs de la fibre biréfringente sans champ appliqué. À partir de cette équation, on détermine les indices modifiés pour les trois axes cartésiens :

$$n'_x = n_x - \frac{1}{2} n_x^3 r_{13} E_z \quad (4.7)$$

$$n'_y = n_y - \frac{1}{2} n_y^3 r_{13} E_z \quad (4.8)$$

$$n'_z = n_z - \frac{1}{2} n_z^3 r_{33} E_z \quad (4.9)$$

où puisque $n_i^2 r_{i3} E \ll 1$, on a utilisé l'approximation $(1 + x)^{-1/2} \sim 1 - \frac{x}{2}$.

Il est maintenant possible de définir le déphasage supplémentaire que subit le faisceau laser à $1.064 \mu\text{m}$ lors de sa propagation. Dans le cas qui nous concerne, où le faisceau laser est couplé à la fibre à 45° des axes et sondé à 45° au moment de la détection, le déphasage créé par l'application de la tension est égal au signe près à :

$$\Delta\phi = [(n'_y - n_y) - (n'_z - n_z)]k_0 L \quad (4.10)$$

ce qui donne, avec $E = V/d$, où V est la tension appliquée et d la distance entre les électrodes, toujours au signe près :

$$\Delta\phi = (n_z^3 r_{33} - n_y^3 r_{13}) \frac{\pi}{\lambda} \frac{V}{d} L \quad (4.11)$$

On voit donc que le déphasage est une fonction linéaire de la tension V appliquée à la fibre et en fonction de la géométrie du problème, le terme entre parenthèse change. On comprend pourquoi, sous cette configuration de caractérisation, il s'avère impossible de déterminer chacun des coefficients r_{33} et r_{13} . Avec l'interféromètre de Mach Zehnder par contre, comme on injecte la polarisation parallèlement ou perpendiculairement aux axes de biréfringence de la fibre, le déphasage $\Delta\phi$ ne dépend que d'un coefficient électro-optique à la fois, il est par conséquent possible de les évaluer.

À partir des résultats expérimentaux de la figure 4.10, on peut vérifier que le déphasage est une fonction linéaire de la tension appliquée à la fibre. Pour la fréquence de modulation de 20 kHz, on a illustré, sur la figure 4.11, le déphasage $\Delta\phi$ obtenu. Ces derniers résultats confirment la présence d'une non-linéarité de deuxième ordre induite dans la fibre par poling thermique.

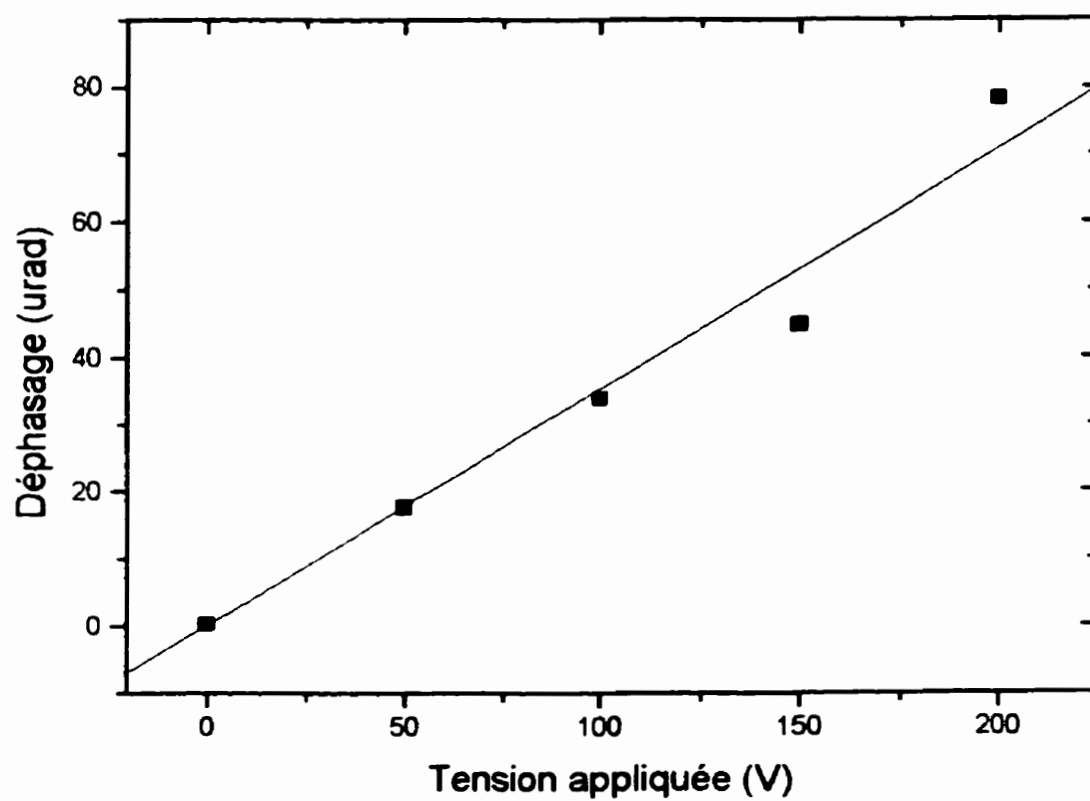


FIG. 4.11 - Déphasage (en μrad) en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué. La fréquence de modulation est de 20 kHz.

Par les méthodes de caractérisation par génération du second harmonique et par modulation électro-optique linéaire, nous avons pu démontrer l'existence d'une non-linéarité induite par poling thermique dans les fibres. Les mesures obtenues de la GSH nous ont donné une valeur seuil de 0,007 pm/V pour les deux composantes indépendantes du tenseur $\chi^{(2)}$.

Cependant, comme la caractérisation par modulation électro-optique est mieux adaptée aux fibres optiques, il faut poursuivre les travaux sur le montage faisant usage d'un interféromètre de Mach Zehnder. On pourra alors obtenir une valeur absolue pour les deux coefficients indépendants du tenseur électro-optique r_{13} et r_{33} .

Conclusion

Au cours du projet de maîtrise présenté dans ce mémoire, nous avons réalisé une procédure expérimentale de poling thermique et ultra-violet à appliquer aux fibres optiques. Cette procédure s'est inspirée des travaux réalisés par différents groupes de recherche dans le monde sur le sujet.

Nous avons développé les montages expérimentaux permettant de réaliser les deux types de poling sous les conditions prescrites de réussite. Il a fallu porter une attention particulière à la configuration du porte-fibre et à l'installation de la fibre dans celui-ci pour être en mesure d'effectuer les expériences sans difficulté, c'est-à-dire, sans bris ou déplacement de la fibre, sans claquage électrique, etc.

La préparation des fibres est aussi une étape importante, notamment pour le poling thermique où il est nécessaire de réduire le diamètre de celle-ci pour avoir le cœur très près de la surface. L'attaque chimique au HF s'est avérée très efficace. Il est aussi nécessaire d'évaporer une électrode métallique sur la fibre. Or, il faudra faire ici de plus amples essais. Pour l'instant, les électrodes d'aluminium évaporées ont assez mal résisté à l'application de la haute tension, autant dans le cas du poling thermique que du poling ultra-violet, et nous avons dû réduire la tension appliquée. Il est possible que d'autres métaux soient mieux adaptés ou qu'une autre technique de dépôt nous donne une couche plus résistante.

Nous avons été en mesure d'induire une non-linéarité de deuxième dans une fibre traitée par poling thermique, mais il faut maintenant penser à optimiser le résultat. Le poling thermique qui a fonctionné a été réalisé avec une électrode de contact en cuivre usiné et dont la surface n'était pas parfaitement uniforme. On pourrait refaire l'expérience avec une électrode en silicium, en attendant d'avoir résolu les problèmes reliés à l'utilisation d'électrodes évaporées.

En outre, le choix du métal évaporé sur la fibre a peut-être une influence sur

l'amplitude de la non-linéarité induite, du moins dans le cas du poling thermique. En effet, puisque la fibre est chauffée à près de 300 °C, le métal évaporé peu certainement diffusé dans la silice. Il faudrait voir les résultats que donnent d'autres métaux que l'aluminium pour s'en assurer.

Pour ce qui est du poling UV, il y a encore beaucoup de travail à faire pour réussir à induire une non-linéarité dans les fibres. Comme les chercheurs japonais utilisent des fibres avec des électrodes internes très rapprochées, même s'il semble que la non-linéarité créée, le soit en volume, on pourrait faire l'expérience avec des fibres dont le diamètre a été réduit, comme pour le poling thermique. On pourrait aussi tester le poling avec un autre type de fibre qui serait plus fortement dopée au germanium. Une publication récente de Fujiwara et al. rapporte un accroissement de la non-linéarité dans une section de préforme de fibre par un préchauffage à haute température et sous vide poussé. On pourrait trouver une façon d'appliquer ce traitement aux fibres.

Il serait aussi utile de mesurer, en bout de fibre, la photoluminescence produite lors de l'irradiation à 193 nm pour s'assurer de l'optimisation de l'alignement du faisceau laser UV. Pour l'instant, on vérifie à l'œil nu s'il y a présence ou non de PL en extrémité sans pouvoir en évaluer l'intensité. On pourrait utiliser un détecteur plus sensible et très bien protéger la sortie de fibre et le détecteur de toute lumière parasite.

De pair avec les travaux effectués pour améliorer les procédures de poling thermique et UV dans les fibres, il faut continuer à améliorer les montages de caractérisation par GSH et modulation électro-optique linéaire. Il faut être en mesure de caractériser la non-linéarité induite à l'aide de l'interféromètre de Mach Zehnder. Comme on l'a vu plus tôt, la modulation électro-optique est la méthode de caractérisation la mieux adaptée aux fibres optiques et le Mach Zehnder permet d'évaluer le coefficient électro-optique induit. On pourrait alors évaluer approximativement le $\chi^{(2)}$ associé avec la relation donnée au premier chapitre reliant r à $\chi^{(2)}$.

Lorsque les procédures expérimentales de poling seront bien maîtrisées, on pourra penser à réaliser un modulateur électro-optique intégré à une fibre optique. On peut aussi tenter de réaliser le quasi-accord de phase pour augmenter l'efficacité de conversion en second harmonique. On peut le faire par poling thermique en évaporant une électrode sous forme d'un peigne dont le pas est égal à la longueur de cohérence du

processus de GSH.

Enfin, le but des travaux de recherche sur le poling thermique et UV dans les fibres est d'induire une non-linéarité de deuxième ordre suffisamment élevée pour qu'on puisse en réaliser des dispositifs actifs pour l'industrie des télécommunications. Il faut continuer de travailler en ce sens. Il faudra développer une procédure expérimentale reproductible et dont la complexité soit compatible avec les impératifs de production.

Bibliographie

- [1] AGRAWAL GOVIND P., (1995), «Nonlinear Fiber Optics», *Academic Press Inc.*.
- [2] MALITSON I.H., (1965), «Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica», *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 55, No.10, pp. 1205-1209.
- [3] BOYD ROBERT W., (1992), «Nonlinear Optics», *Academic Press inc.*.
- [4] PRUNERI V. and KAZANSKY P.G., (1997), «Frequency doubling of picosecond pulses in periodically poled D-shape silica fibre», *Electronics Letters*, Vol. 33, No. 4, pp. 318-319.
- [5] KAZANSKY P.G., PRUNERI V. and RUSSELL P.St.J., (1995), «Blue-light generation by quasi-phase-matched frequency doubling in thermally poled optical fibers», *Optics Letters*, Vol. 20, No. 8, pp. 843-845.
- [6] KASHYAP R., (1989), «Phase-matched periodic electric-field-induced second-harmonic generation in optical fibers», *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 6, No. 3, pp. 313-328.
- [7] SALEH B.E. and TEICH M.C., (1991), «Fundamentals of photonics», *John Wiley and Sons*.
- [8] OSTERBERG U. and MARGULIS W., (1986), «Dye laser pumped by Nd :YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber», *Optics Letters*, Vol. 11, No. 8, pp. 516.
- [9] STOLEN R.H. and TOM W.K., (1987), «Self-organized phase matched harmonic generation in optical fibers», *Optics Letters*, Vol. 12, No. 8, pp. 585-588.
- [10] MYERS R.A. and al., (1991), «Large second-order non-linearity in poled fused silica», *Optics Letters*, Vol. 16, No. 22, pp. 1732-1734.

- [11] FUJIWARA T., WONG D. ZHAO Y., FLEMING S, POOL S. and SCEATS M.. (1994), «Electro-optic effect induced by UV-excited poling in a silica fibre», *Proc. 19th Australian Conf. Optical Fibre Technology (ACOFT'94)*, Paper PD-3.
- [12] FUJIWARA T., WONG D. and FLEMING S., (1995), «Large electrooptic modulation in a thermally-poled germanosilicate fiber», *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 7, No. 10, pp. 1177-1179.
- [13] LONG X.-C., MYERS R.A. and BRUECK S.R.J., (1996), «A poled electrooptic fiber», *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.8, No.2, pp. 227-229.
- [14] LONG X.-C. and BRUECK S.R.J., (1997), «Large-signal phase retardation with a poled electrooptic fiber», *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.9, No.6, pp. 767-769.
- [15] FUJIWARA T., WONG D., ZHAO Y., FLEMING S., GRISHINA V. and POOLE S., (1995), «UV-excited poling an electrically tunable Bragg gratings in a germanosilicate fiber», *The optical fiber communication conference, San Diego*, Paper PD-6.
- [16] MYERS R.A., (1995), «Large second-order nonlinearity in amorphous SiO₂ using temperature / electric-field poling», Ph.D., The University of New Mexico.
- [17] MYERS R.A., MUKHERJEE N. and BRUECK R.J., (1993), «Temporal and spectral studies of large $\chi^{(2)}$ in fused silica», *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Vol. 2044, No. 2.
- [18] PUREUR D., LIU A.C., DIGONNET M.J.F and KINO G.S., (1997), «Absolute prism - assisted Maker fringe measurements of the nonlinear profile in thermally poled silica», *OSA Technical Digest Series*, Vol. 17, pp. 299-301.
- [19] ALLEY T.G and BRUECK S.R.J, (1998), «Visualization of the nonlinear optical space - charge region of bulk thermally poled fused - silica glass», *Optics Letters*, Vol. 23, No. 15, pp. 1170-1172.
- [20] KAZANSKY P.G. and RUSSEL P.St.J., (1994), «Thermally poled glass : frozen - in electric field or oriented dipoles?», *Opt. Comm.*, Vol. 101, pp. 611-614.
- [21] BRUECK R.J., LONG X.-C. and ALLEY T.G., (1998), «Second-order nonlinearities in poled fibers», *ECOC'98*, pp. 23-24.

- [22] KAZANSKY P.G., DONG L. and RUSSEL P.St.J., (1994), «Vacuum poling : an improved technique for effective thermal poling of silica glass and germanosilicate fibers», *Elec. Lett.*, Vol. 30, No. 16, pp. 1345-1347.
- [23] LIU A.C., DIGONNET M.J.F. and KINO G.S., (1994), «Characterization of the second order non-linearity in poled fused silica», *SPIE*, Vol. 2289.
- [24] WONG D. and al., (1998), «Recent results with thermal poling of fibre», *SPIE*, Vol 3542.
- [25] FUJIWARA T., WONG D., ZHAO Y., FLEMING S., POOLE S. and SCEATS M., (1995), «Electro-optic modulation in germanosilicate fibre with UV-excited poling», *Electronics Letters* Vol.31 No.7, pp. 573-575.
- [26] FUJIWARA T., TAKAHASHI M. and IKUSHIMA J., (1997), «Second-harmonic generation in germanosilicate glass poled with ArF laser irradiation», *Appl. Phys. Lett.* 71 (8), pp. 1032-1034.
- [27] OHAMA M., FUJIWARA T. and IKUSHIMA A.J., (1998), «Decay behavior of UV-induced defects in Ge-doped SiO₂ glass», *ECOC'98*, pp. 141-142.
- [28] FUJIWARA T., OHAMA M., MATSUMOTO S. and IKUSHIMA A.J., (1998), «Second-order nonlinearity and structural change in UV-poled glass», *SPIE* Vol. 3542, pp. 94-101.
- [29] FUJIWARA T., discussions privées.
- [30] SUTHERLAND RICHARD L., (1996), «Handbook of nonlinear optics», *Marcel Dekker, Inc.*.
- [31] BORN M. and WOLF E., (1993), «Principles of Optics», *Pergamon Press*.
- [32] LONG X.-C., MYERS R.A. and BRUECK S.R.J., (1994), «Measurement of linear electro-optic effect in temperature/electric-field poled optical fibers», *Electronics Letters*, Vol.30, No. 25, pp. 2162-2163.
- [33] GODBOUT N., LACROIX S., QUIQUEMPOIS Y., MARTINELLI G. and BERNAGE P., (1991), «Measurement and calculation of electrostrictive effects in a twin-hole silica glass fiber : influence on electrooptic modulation», soumis à *JOSA* pour publication.

- [34] ZHANG B.L. and RAGHAVACHARI K., (1997), «Photoabsorption and photoluminescence of divalent defects in silicate and germanosilicate glasses : First-principles calculations», *Physical Review B*, Vol. 55, No. 24, pp. 993-996.
- [35] POIRIER M., THILBAULT S., LAUZON J. and OUELLETTE F., (1993), «Dynamic and orientational behavior of UV-induced luminescence bleaching in Ge-doped silica optical fiber», *Optics Letters*, Vol. 18, No. 11, pp. 870-872.

Annexe A

Fibre optique ECoretm

A.1 Section droite et profil d'indice

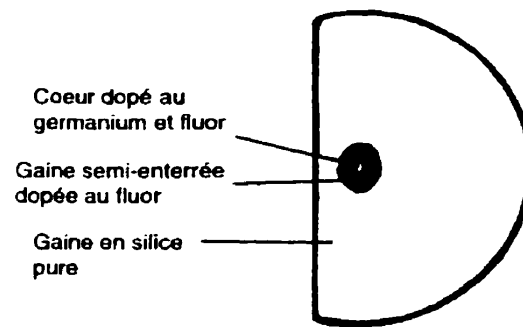


FIG. A.1 – Section de la fibre ECoreTM (205170-1060s)

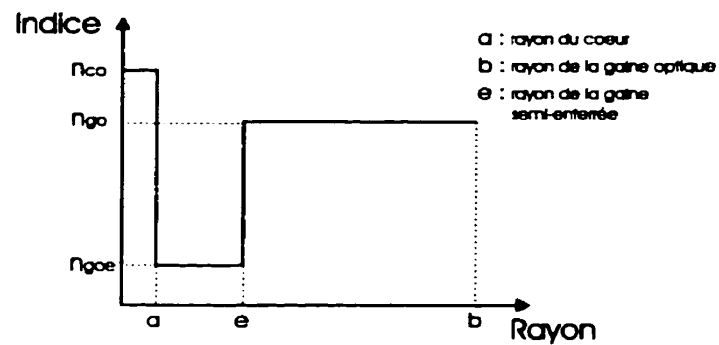


FIG. A.2 – Profil d'indice de la fibre ECoreTM 205170-1060s

A.2 Caractéristiques

TAB. A.1 – Caractéristiques de la fibre ECore™ 205170-1060s

Paramètres de la fibre	Valeurs
Longueur d'onde nominale	1060 nm
Maintient de la polarisation	≥ 40 dB-m
Biréfringence	$1,5 \times 10^{-4}$
Longueur de battement	7 mm
Diamètre (section complète)	125 μm
Distance centre du cœur - plat du D	16 μm
Dimensions du cœur	2 x 4 μm ellipse
Différence d'indice entre coeur et gaine	0.035
Ouverture numérique	0.32
Composition du cœur	Ge 23%poids

Puisque la biréfringence dans cette fibre est géométrique (par opposition à celle induite par une contrainte), la propriété de maintien de la polarisation demeure, même dans le cas de vrilles, boucles ou si la fibre est soumise à des variations de température importantes. Ce comportement a été vérifié expérimentalement.

A.3 Nettoyage et clivage

Le **nettoyage** de la fibre est important pour la réussite des expériences de poling, notamment avant la métallisation de la fibre et avant le poling thermique proprement dit.

Après avoir retiré la protection en plastique de la fibre à l'aide de chloroforme, il faut s'assurer qu'il ne reste aucune particule de plastique. Pour ce faire, on nettoie la zone manuellement plusieurs fois en faisant glisser la fibre dans un essuie-tout de laboratoire imbibé d'isopropanol. Le nettoyage est complété par une procédure destinée à enlever toute trace de graisse ayant pu contaminer la fibre lors des manipulations. On fait tremper la zone dégainée 5 minutes à chaque fois, dans les produits suivants :

- OpticlearTM ;
- acétone ;
- isopropanol ;
- eau déionisée.

et on termine en séchant la fibre au jet d'azote.

Le **clivage** de la fibre mérite aussi quelques lignes, car pour cette fibre à section en D, les cliveuses courantes des laboratoires sont mal adaptées. La technique la plus efficace consiste à utiliser un connecteur à fibre pour bien maintenir cette dernière et à rayer très légèrement le côté arrondi avec une lame bien aiguisée (lame d'acier par exemple). Le côté arrondi se repère en regardant la courbure naturelle de la fibre (due à la section en D) qui est telle que l'arrondi se trouve du côté intérieur de la courbure. Il faut évidemment plusieurs centimètres de fibre pour être à même de repérer cette courbure naturelle. La fibre se clive sous une légère pression du doigt après avoir été rayée.

A.4 Attaque chimique au HF

Outre le taux d'attaque moyen de $3 \mu\text{m}/\text{min}$, déterminé au cours des expériences, nous avons remarqué, en observant la section d'une fibre au microscope optique que le HF procède à une attaque sélective en faveur de la gaine semi-enterrée. Il est donc possible que le diamètre des fibres mesuré après attaque, et l'épaisseur de gaine optique au-dessus du cœur qui en est déduite, soit plus grande que la réalité. Si tel est le cas, c'est un avantage pour nous. Le résultat de l'attaque est montré sur la figure A.3.

Il est très important lors de l'attaque de limiter la zone trempée dans le bain d'acide à la partie dénudée de la fibre. La protection plastique de la fibre, si elle est mise en contact avec le HF se durcit et rend la fibre très fragile lors des manipulations subséquentes.

Comme dernière remarque, mentionnons la durée optimale d'attaque chimique déduite des essais, soit environ 8 minutes. Au bout de ce temps, en moyenne $12 \mu\text{m}$ de gaine optique sont enlevés sur le rayon de la fibre. Sachant que le petit axe du cœur a une longueur de $2 \mu\text{m}$ et que la distance plat du D - centre du cœur fait $16 \mu\text{m}$, il

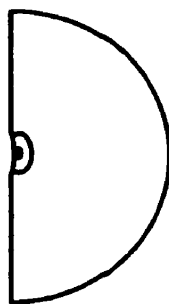


FIG. A.3 – Section d'une fibre ECore™ attaquée au HF48%. La gaine semi-enterrée est attaquée plus rapidement que la gaine optique

reste environ $3\ \mu\text{m}$ de gaine. Pour toutes les fibres attaquées au HF 48% pendant 8 minutes, nous n'avons observé aucune perte en transmission à $\lambda = 1.064\ \mu\text{m}$.

Annexe B

Polissage des fibres optiques

B.1 Montage utilisé

Le montage utilisé pour le polissage des fibres à section en D est schématisé à la figure B.1. :

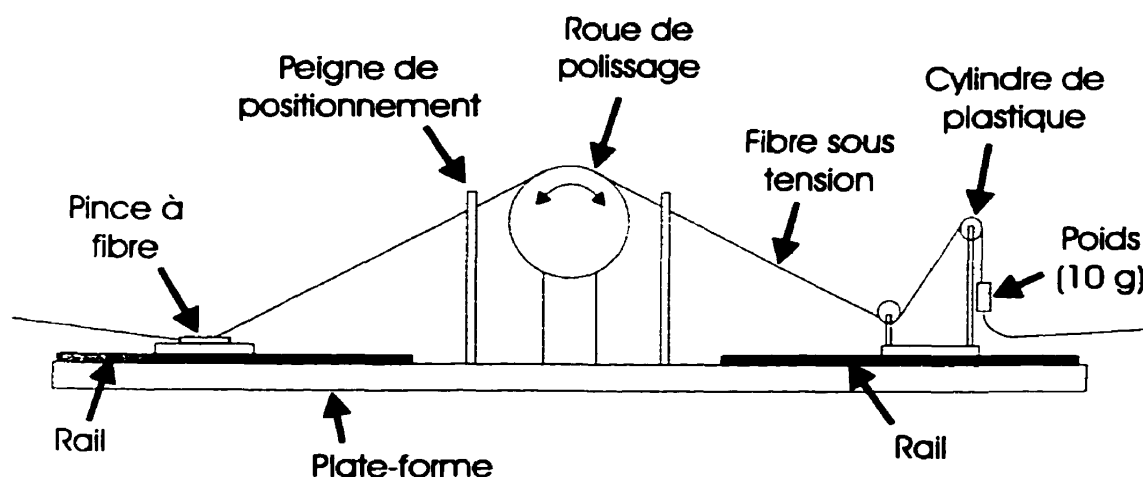


FIG. B.1 – Système de polissage des fibres optiques (vue de côté).

Le principe de fonctionnement de ce montage est le suivant : la fibre, fixée et sous tension, est mise en contact avec une roue métallique dont l'axe de rotation est horizontal. Un moteur électrique actionne la roue dont la circonférence sert de surface de polissage. La surface de la fibre en contact avec la roue est polie par l'effet combiné

de la rotation de la roue et de poudres abrasives qu'on étend sur la section de fibre à polir. On obtient ainsi un amincissement uniforme de la section de cette dernière.

Le montage illustré plus haut comporte une plate-forme sur laquelle sont installés : deux rails, le support du moteur électrique ainsi que la roue de polissage, deux peignes de positionnement de la fibre et les systèmes de fixation et de mise sous tension de la fibre. Le système de mise sous tension se compose de deux cylindres en plastique et d'un poids de 10 g.

L'installation de rails nous donne la possibilité de modifier la distance des systèmes de maintien et de mise sous tension de la fibre et ainsi de varier la longueur de la fibre en contact avec la roue (et donc polie). Les peignes de positionnement sont en fait des plaques d'aluminium dans lesquelles ont été usinées des fentes d'environ 0.25 mm de largeur. Au moment du polissage, on insert la fibre dans une fente sur chacun des peignes, ce qui lui évite de se déplacer latéralement lors de la rotation de la roue. En ce qui concerne la mise sous tension de la fibre, on installe celle-ci de telle sorte qu'elle passe sous le premier cylindre et par-dessus le second. Un poids de 10 g attaché à l'extrémité de la fibre produit, par gravité, la tension dans toute la fibre. Le choix du poids a été fait expérimentalement.

B.2 Méthode de polissage

La méthode de polissage se divise en quatre étapes. En premier lieu, on doit dénuder sur une longueur légèrement supérieure à la longueur de contact avec la roue de polissage. Cette zone est ensuite bien nettoyée.

En deuxième lieu, on procède au placement de la fibre sur le montage. Comme la fibre utilisée dans ce projet de recherche est une fibre à section en D et que nous désirons polir le côté plat, il faut porter une attention particulière à cette étape. On repère le côté plat par la courbure naturelle de la fibre, comme on l'a expliqué à l'annexe A. Une fois repéré, on installe la fibre sur la roue avec le plat en contact avec la roue puis on la fixe à l'aide de la pince à une extrémité du système de polissage. On fixe ensuite le poids de 10 g à la fibre après l'avoir insérée correctement entre les cylindres de plastique.

Le système de polissage a été adapté à la fibre en D ECore pour pouvoir mesurer.

pendant le polissage, la puissance transmise par la fibre. Cette manipulation a pour but, comme on l'a expliqué au chapitre 2, de mesurer les pertes en transmission de la fibre. Il est donc possible d'évaluer la qualité du polissage tout au long de la procédure. Pour ce faire, on a couplé un laser Nd :YAG émettant à $1,064 \mu\text{m}$, à une des extrémités de la fibre et installé un détecteur à l'autre extrémité. On mesure ainsi la puissance transmise avant, pendant et après le polissage et on détermine les pertes en transmission.

Lorsque la fibre est installée et couplée au laser Nd :YAG, on peut débiter le polissage. Comme on l'a mentionné plus tôt, pour le polissage, il faut utiliser des poudres abrasives. Le premier abrasif est en fait de la poudre d'alumine en suspension dans un liquide et dont les grains font $5 \mu\text{m}$. L'autre abrasif est une pâte de cérium qu'on dilue à 50% dans de l'eau distillée. La recette de polissage ayant donné les meilleurs résultats sur les fibres à section en D est la suivante :

- polissage pendant de 1 à 1,5 minutes avec la poudre d'alumine ;
- nettoyage de la zone polie ;
- polissage pendant 10 à 12 minutes avec le mélange cérium - eau distillée ;
- nettoyage de la fibre et mesure du diamètre de la section polie au vernier électronique.

Le polissage à l'alumine enlève, de façon grossière, de 8 à $9 \mu\text{m}$ de gaine tandis que l'étape au cérium permet d'améliorer le fini de la surface polie et d'atteindre un diamètre final de fibre (perpendiculairement au plat du D) de 69 ou $70 \mu\text{m}$. Les pertes en transmission obtenues en fin de processus varient considérablement d'une fibre à l'autre. On a observé une diminution des pertes si on respectait les deux conditions suivantes : il faut s'assurer de placer la fibre initialement sur une section de la roue vierge de polissage et pendant celui-ci, il est important de changer le sens de rotation de la roue. On obtient ainsi un polissage plus uniforme et les pertes en transmission en sont réduites.

Annexe C

Métallisation par évaporation des fibres

La métallisation des fibres a été effectuée à l'aide d'un évaporateur à métaux du laboratoire MODFAB de l'École Polytechnique de Montréal tel que schématisé à la figure C.1.

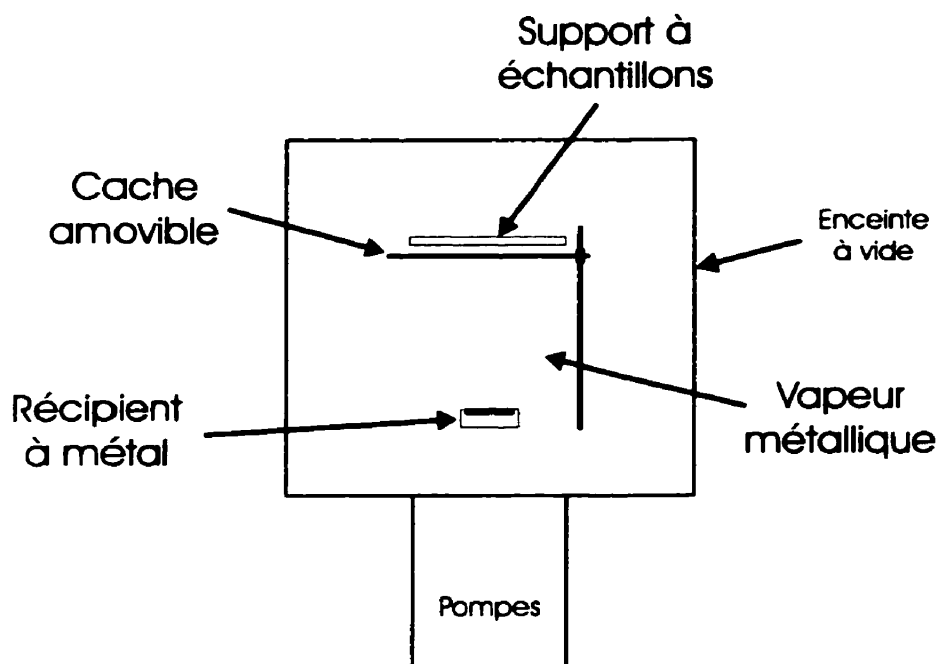


FIG. C.1 – Schéma de l'évaporateur utilisé pour la métallisation des fibres optiques.

Le principe de l'évaporation est assez simple. Sous vide poussé (inférieur à 5×10^{-7} Torr), on chauffe un métal jusqu'à son évaporation. Les échantillons sont placés au-dessus de la source de métal, la face à métalliser orientée vers le bas, et à l'aide d'un cache amovible, on les expose à la vapeur métallique jusqu'à ce que l'épaisseur de la couche sur les échantillons nous convienne.

Pour l'évaporation des fibres, nous avons réalisé un porte-échantillon muni d'un cache. Comme on l'a mentionné au deuxième chapitre, il faut restreindre la zone à évaporer sinon on obtient un débordement de l'électrode sur les côtés arrondis de la fibre. Le cache est constitué de deux lames de rasoir qu'on place parallèlement l'une à l'autre et dont l'espacement est ajusté avec précision au microscope optique. La fibre est ensuite placée au centre de la fente et maintenue en place à l'aide de la seconde pièce du porte-échantillon (une autre plaque d'aluminium) qu'on visse par dessus. On a illustré le tout à la figure C.2.

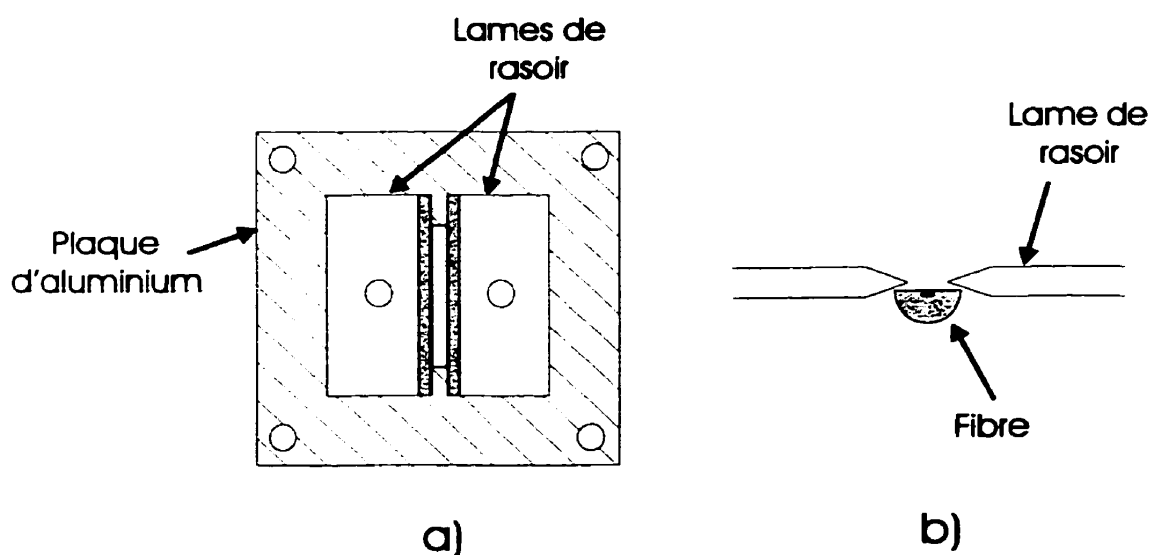


FIG. C.2 - Porte-échantillon réalisé pour l'évaporation des fibres optiques : a) vue de dessus du porte-échantillon b) vue de côté des lames de rasoir et de la fibre placée au centre de la fente.

Annexe D

Photoluminescence dans la fibre ECoreTM en D

Il est bien connu qu'il existe, en général, dans la silice dopée au Ge une bande d'absorption à 240 nm à laquelle est associée une émission photoluminescente centrée à 400 nm [34, 35]. Cette bande d'absorption est associée à des défauts présents dans la silice.

En ce qui nous concerne, nous voulions vérifier si la photoluminescence associée la bande d'absorption à 240 nm pouvait être utilisée pour caractériser l'alignement du laser sur la fibre à section en D. Pour les essais, nous avons irradié la fibre avec un laser excimère KrF émettant à 248 nm, la fibre étant installée dans un empilement semblable à la figure 3.5 du troisième chapitre. On peut voir la configuration pour les essais à la figure D.1 suivante.

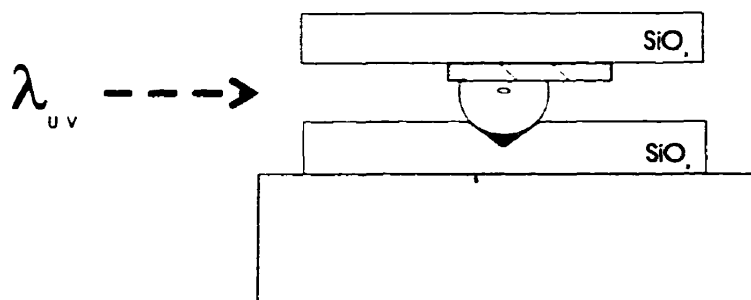


FIG. D.1 - Positionnement de la fibre pour les essais d'irradiation à 248 nm.

L'émission photoluminescente détectée en bout de fibre (et donc qui a été guidée) est illustrée à la figure D.1.

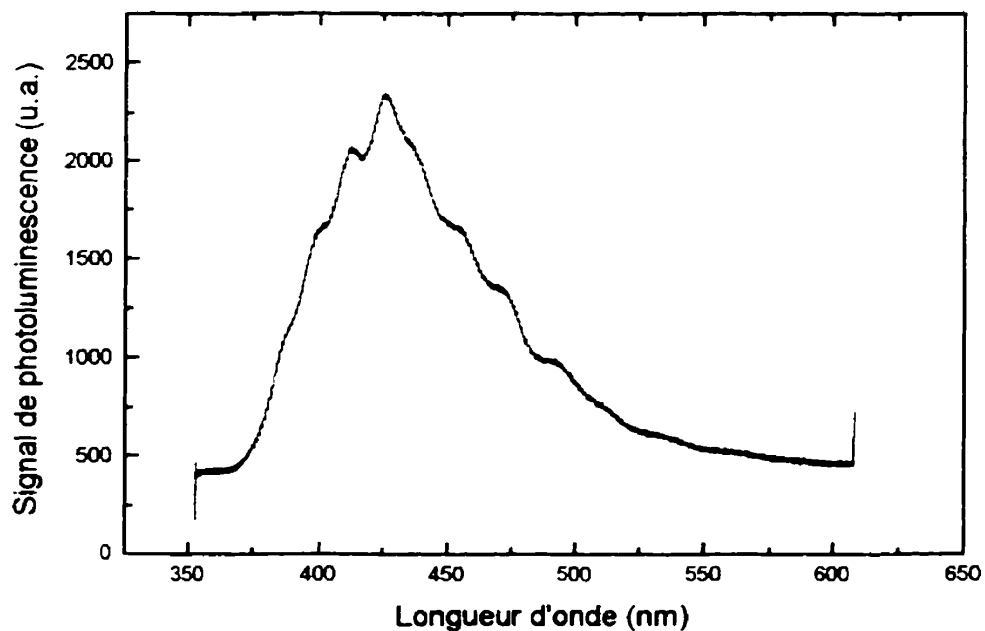


FIG. D.2 - Photoluminescence de la fibre ECoreTM exposée à un laser excimère de 248 nm (30 mJ/impulsion et taux de répétition des impulsions de 8 Hz).

Annexe E

Caractéristiques des matériaux utilisés

E.1 Céramique MacorTM

TAB. E.1 – Caractéristiques du MacorTM

Paramètres	Valeurs
Tension de claquage à 20 °C	40 kV/m
Température d'opération continue	800 °C
Porosité	0%

E.2 SuprasilTM

TAB. E.2 – Résistivité du SuprasilTM

20 °C	$10^{16} \Omega \cdot m$
400 °C	$10^8 \Omega \cdot m$

TAB. E.3 – Tension de claquage du Suprasil™

20 °C	25 à 40 kV/m
500 °C	4 à 5 kV/m

TAB. E.4 – Impuretés présentes dans le Suprasil™

Al	0.05 ppm
Ca	0.05
Cr	0.005
Cu	0.01
Fe	0.02
K	0.01
Li	0.01
Mg	0.005
Na	0.05
Ti	0.05