



Etude et caractérisation optique linéaire et non-linéaire de guides d'onde plans fabriqués par implantation d'hélium (He^+) et de protons (H^+) dans KTiOPO_4 (KTP)

Philippe Bindner

► To cite this version:

Philippe Bindner. Etude et caractérisation optique linéaire et non-linéaire de guides d'onde plans fabriqués par implantation d'hélium (He^+) et de protons (H^+) dans KTiOPO_4 (KTP). Physique [physics]. Université Paul Verlaine - Metz, 1999. Français. NNT : 1999METZ044S . tel-01775781

HAL Id: tel-01775781

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01775781>

Submitted on 24 Apr 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Ecole Doctorale **PROMEMA**

THESE

Présentée à l'UNIVERSITE de METZ par

Philippe BINDNER

Pour obtenir le grade de **DOCTEUR D'UNIVERSITE**

Spécialité : **PHYSIQUE**

**ETUDE ET CARACTERISATION OPTIQUE
LINEAIRE ET NON-LINEAIRE
DE GUIDES D'ONDE PLANS
REALISES PAR IMPLANTATION
D'HELIUM (He^+) ET DE PROTONS (H^+)
DANS KTiOPO_4 (KTP)**

Soutenue le 8 juillet 1999 devant la commission d'examen constituée de :

A. BARTHELEMY,	Directeur de Recherche CNRS à l'Université de Limoges	Rapporteur
P. JULLIEN,	Professeur à l'Université de Dijon	Rapporteur
A. BOUDRIOUA,	Maître de Conférences à l'Université de Metz	Examineur
P. MORETTI,	Maître de Conférences à l'Université de Lyon I	Examineur
B. PRADE,	Ingénieur de Recherche à l'ENSTA, Palaiseau	Examineur
R. RIMET,	Professeur à l'ENSERG, Grenoble	Président
J.C. LOULERGUE,	Professeur à l'Université de Metz	Directeur de Thèse



“Rien de grand ne s’est fait dans le monde sans passion”

Hegel

A mes proches...

- mon épouse, Muriel, pour sa patience et son soutien tout au long de cette période qui n’a pas toujours été facile pour elle.
- mes parents, qui m’ont toujours soutenu et permis de poursuivre ces études.
- ma famille et belle-famille, pilier moral dans les moments difficiles.

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	19991285
Cote	SM3 99/44
Loc	Magasin

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au sein du laboratoire Matériaux Optiques à Propriétés Spécifiques de l'institut de recherche Centre Lorrain d'Optique et Electronique des Solides de Metz.

Je remercie Messieurs les Professeurs, Godefroy KUGEL, directeur de l'institut, et Marc FONTANA, directeur du laboratoire, de m'avoir accueilli au sein de leur équipe.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur Jean-Claude LOULERGUE pour avoir accepté de diriger ces recherches en m'encourageant et me conseillant régulièrement de façon constructive tout au long de ce travail de thèse.

Je remercie vivement Messieurs Alain BARTHELEMY, Directeur de Recherche CNRS à l'IRCOM (Université de Limoges) et Pierre JULLIEN, Professeur à l'Université de Dijon, pour avoir bien voulu accepter la tâche de rapporteurs malgré leurs nombreuses occupations ainsi que pour les discussions fructueuses.

Je suis très sensible à l'aide scientifique et au soutien que m'a apporté Paul MORETTI, Maître de Conférences à l'Université de Lyon I. Je tiens à le remercier pour sa contribution à ce travail en particulier pour la réalisation des implantations ioniques sans quoi ce travail n'aurait pas vu le jour.

J'exprime ma gratitude à Azzedine BOUDRIOUA, Maître de Conférences à l'Université de Metz, pour son apport scientifique sur les plans théoriques et expérimentaux au cours de ce travail ainsi qu'au cours de la réalisation du banc de mesure de MGSH.

Je suis honoré de la participation au jury de Messieurs Bernard PRADE, Ingénieur de Recherche à l'ENSTA (Palaiseau) et Roger RIMET, Professeur à l'ENSERG (Grenoble).

Je tiens à remercier Régis KREMER pour les travaux expérimentaux effectués sur les guides de KTP par la technique SHEW, sa disponibilité et son soutien. Je n'oublie pas Jean BOUDIOMBO pour nos nombreuses discussions scientifiques et philosophiques.

Je remercie Jean-Claude PETIT et Pierre BINDEL (Techniciens) pour leur assistance technique lors de la réalisation du montage de MGSH ainsi que Jeanine ZAYER (Secrétaire) pour sa gentillesse et sa disponibilité.

J'associe à ces remerciements l'ensemble des membres du M.O.P.S. pour l'ambiance amicale régnant au sein du laboratoire.

RESUME

Les besoins technologiques croissants dans les domaines du traitement de l'information par voie optique et des lasers biomédicaux encouragent l'élaboration de composants optoélectroniques intégrés et de micro-lasers émettant dans le visible et l'UV. Par doublage de fréquence dans des matériaux fortement non-linéaires, il est possible d'obtenir des efficacités de conversion élevées. Le KTiOPO_4 (KTP) fait partie des matériaux de référence en optique guidée non-linéaire.

Dans ce travail, nous avons caractérisé les propriétés optiques linéaires et non-linéaires de guides d'onde plans fabriqués dans KTP par implantation d'ions H^+ et He^+ . Trois techniques de mesure ont été utilisées : la spectroscopie des lignes noires, la génération de seconde harmonique par réflexion totale (SHEW) et la génération de seconde harmonique par réflexion sur la tranche du guide (MGSH). La première a permis de déterminer les paramètres optogéométriques des guides étudiés. La SHEW a permis d'étudier les effets de l'implantation sur les propriétés optiques non-linéaires en surface de ces guides. La MGSH qui a fait l'objet d'un montage que nous avons réalisé a permis d'examiner les effets de l'implantation sur les propriétés optiques non-linéaires en volume des échantillons.

La caractérisation optique linéaire n'a pas révélé de mode guidé dans KTP (Z-cut): H^+ . Dans le cas de l'implantation d'ions He^+ , la lumière est mieux confinée pour une excitation n_z que n_x ou n_y . L'anisotropie du cristal de KTP est préservée après l'implantation d'ions He^+ . L'implantation multiple à faible énergie a permis de réaliser des guides d'onde avec H^+ , pour la première fois, et de les optimiser avec He^+ , dans KTP (Y-cut). Les pertes y ont été estimées $<5 \text{ dB.cm}^{-1}$ dans KTP:H^+ et $<3 \text{ dB.cm}^{-1}$ dans KTP:He^+ en polarisation TM (n_z).

Par la technique SHEW, les réductions des non-linéarités de surface sont d'autant plus fortes que le sont les doses ioniques.

L'utilisation de la technique MGSH a mis en évidence dans KTP (Z-cut): H^+ , l'existence d'une perturbation localisée à une profondeur de $117 \mu\text{m}$ qui pourrait être due à la présence d'une barrière optique. Ceci pourrait ainsi expliquer l'absence de mode guidé dans cet échantillon. Cette technique a également montré une réduction plus ou moins forte de la non-linéarité sur des profondeurs variables de régions guidantes dans les guides implantés H^+ et He^+ alors que, comparativement, celle-ci est plus fortement perturbée dans les guides de KTP:Rb^+ . L'implantation d'ions légers est donc une technique très prometteuse pour la réalisation de guides d'onde. De plus, cette étude laisse entrevoir la réalisation de doublage de fréquence avec des efficacités de conversion élevées dans KTP:H^+ par la technique de Quasi-Accord de Phase.

MOTS CLES

KTP - Implantation Ionique - Calcul TRIM - Guides d'Onde - Profils d'indice - GSH en Réflexion - Non-linéarité

SUMMARY

The increasing technological needs in the information optical processing and biomedical lasers encourage the elaboration of integrated optoelectronic components and micro-lasers emitting in the visible and UV spectra. With frequency doubling in highly non-linear optical materials, reach high conversion efficiencies is consequently possible. KTiOPO_4 (KTP) is one of the reference materials in non-linear guided optics.

In this work, we have characterized the linear and non-linear optical properties of planar waveguides made in KTP by H^+ and He^+ implantation. Three experimental techniques have been used : the dark lines spectroscopy, the second harmonic generation in total reflection (SHEW) and the second harmonic generation by reflection on the waveguide edge (MSHG). the first one leads to determine the optogeometrical parameters of the studied waveguides. The SHEW technique has enabled to study the implantation effects on the surface non-linear optical properties of these waveguides. The MSHG technique that was the object of an experimental set-up we realized enabled to investigate the implantation effects on the volume optical non-linear properties of the samples.

The linear optical characterization did not show any guided mode in KTP (Z-cut) wafers implanted with H^+ . In the case of He^+ implantation, light is better confined in n_z excitation than in n_x or n_y ones. The KTP crystal anisotropy is preserved after He^+ implantation. The weak energy multiple implantation led to the elaboration of waveguides with H^+ in KTP (Y-cut) wafers for the first time, and to the optimisation of them with He^+ , in KTP (Y-cut) wafers. Losses were estimated $<5 \text{ dB.cm}^{-1}$ in KTP:H^+ and $<3 \text{ dB.cm}^{-1}$ in KTP:He^+ with TM polarisation (n_z).

With the SHEW technique, the surface optical non-linear properties are far more reduced with high ionic implanted doses than with weak ones.

The use of the MSHG technique has shown in KTP (Z-cut):H^+ , the existence of a perturbation at a depth of $117 \mu\text{m}$ that could be due to the presence of an optical barrier. This observation could therefore explain the absence of guided mode in this sample. This technique has also pointed out that the optical non-linearity are more or less reduced on few micrometers depth into the guiding area in H^+ and He^+ implanted waveguides whereas, in comparaison with Rb^+ exchanged KTP waveguides, it is strongly perturbed.

Light ions implantation is therefore a promising technique to make waveguides. Moreover, this study lets to foresee the frequency doubling realisation with high conversion efficiencies into H^+ implanted KTP waveguides by Quasi-Phase Matching (QPM) technique.

KEYWORDS

KTP - Ionic Implantation - TRIM Simulation - Waveguides - Index Profiles - Reflection SHG - Non-linearity

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------------	---

Chapitre 1 : Le Matériau KTiOPO_4 -Etat de l'Art en Optique Intégrée

INTRODUCTION.....	4
I.1 STRUCTURE CRISTALLINE DE KTiOPO_4	5
I.2 PROPRIETES OPTIQUES.....	9
I.2.1 PROPRIETES OPTIQUES LINEAIRES	9
I.2.2 PROPRIETES OPTIQUES NON LINEAIRES DU SECOND ORDRE....	12
a) <i>Propriétés électro-optiques</i>	12
b) <i>Propriétés optiques non-linéaires</i>	13
c) <i>Facteur de mérite et accord de phase dans KTP</i>	15
I.3 REALISATION DE GUIDES D'ONDE DANS KTiOPO_4	19
I.3.1 LES TECHNIQUES DE DEPOT	20
a) <i>La croissance par épitaxie</i>	20
b) <i>le dépôt par ablation laser</i>	20
I.3.2 L'ECHANGE IONIQUE	21
a) <i>Principe et protocole expérimental</i>	21
b) <i>Influence de la nature de l'ion échangé et de la coupe du substrat</i>	22
c) <i>Rappel des travaux en optique non linéaire</i>	24
I.3.3 L'IMPLANTATION IONIQUE.....	26
CONCLUSION	30
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	31

Chapitre II : L'Implantation Ionique et Technique de Caractérisation de Guides d'Onde

INTRODUCTION	34
II.1 REALISATION DE GUIDE PAR IMPLANTATION IONIQUE.....	35
II.1.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CONDITIONS D'IMPLANTATION	35
II.1.2 EFFETS DE L'IMPLANTATION	36
<i>a) Les défauts électroniques.....</i>	<i>37</i>
<i>b) Les défauts nucléaires.....</i>	<i>38</i>
II.1.3 LA REPARTITION SPATIALE DES IONS IMPLANTES	39
II.1.4 PHENOMENE DE PULVERISATION DE SURFACE	42
II.1.5 EFFETS SUR L'INDICE DE REFRACTION DU MATERIAU	42
II.1.6 AVANTAGES DE LA TECHNIQUE D'IMPLANTATION	44
II.2 RAPPELS THEORIQUES SUR LA PROPAGATION GUIDEE PLANE	45
II.2.1 CONDITION DE GUIDAGE.....	45
II.2.2 EQUATION DE DISPERSION DES MODES GUIDES.....	46
II.2.3 PROPAGATION DANS LES MILIEUX ANISOTROPES BIAXES.....	48
II.3 LA SPECTROSCOPIE DES "LIGNES NOIRES"	51
PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	51
II.4 LA RECONSTRUCTION DU PROFIL D'INDICE	55
CONCLUSION	59
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	60

Chapitre III : Caractérisation Optique Linéaire des Guides d'Onde Plans de KTiOPO_4

INTRODUCTION	62
III.1 ELABORATION ET CARACTERISATION OPTIQUE LINEAIRE DES ECHANTILLONS DE KTP (Z-CUT).....	63
III.1.1 CONDITIONS D'IMPLANTATION	63
III.1.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	63
a) Etude de KTP:H^-	63
b) Etude de KTP:He^-	64
c) Etude de l'anisotropie de guides de KTP implantés He^-	76
III.2 ELABORATION ET CARACTERISATION OPTIQUE LINEAIRE DES ECHANTILLONS DE KTP (Y-CUT)	81
III.2.1 ETUDE DE KTP IMPLANTE He^+	81
a) Conditions d'implantation.....	81
b) Résultats expérimentaux	82
III.2.2 ETUDE DE KTP IMPLANTE H^+	93
a) Conditions d'implantation.....	94
b) Résultats expérimentaux	94
III.3 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA TEMPERATURE ET DE LA DUREE DU TRAITEMENT THERMIQUE SUR LES PARAMETRES OPTOGEOMETRIQUES DU GUIDE.....	101
III.3.1 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DU TRAITEMENT THERMIQUE.....	101
a) Excitation n_z	101
b) Excitation n_y	104
III.3.2 INFLUENCE DE LA DUREE DU TRAITEMENT THERMIQUE.....	106
a) Excitation n_z	107
b) Excitation n_y	109
III.4 EVALUATION DES PERTES OPTIQUES	111
CONCLUSION	114
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	115

Chapitre III : Caractérisation Optique Linéaire des Guides d'Onde Plans de KTiOPO_4

INTRODUCTION	62
III.1 ELABORATION ET CARACTERISATION OPTIQUE LINEAIRE DES ECHANTILLONS DE KTP (Z-CUT).....	63
III.1.1 CONDITIONS D'IMPLANTATION	63
III.1.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	63
a) Etude de KTP:H^-	63
b) Etude de KTP:He^-	64
c) Etude de l'anisotropie de guides de KTP implantés He^-	76
III.2 ELABORATION ET CARACTERISATION OPTIQUE LINEAIRE DES ECHANTILLONS DE KTP (Y-CUT)	81
III.2.1 ETUDE DE KTP IMPLANTE He^+	81
a) Conditions d'implantation.....	81
b) Résultats expérimentaux	82
III.2.2 ETUDE DE KTP IMPLANTE H^+	93
a) Conditions d'implantation.....	94
b) Résultats expérimentaux	94
III.3 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA TEMPERATURE ET DE LA DUREE DU TRAITEMENT THERMIQUE SUR LES PARAMETRES OPTOGEOMETRIQUES DU GUIDE.....	101
III.3.1 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DU TRAITEMENT THERMIQUE.....	101
a) Excitation n_z	101
b) Excitation n_y	104
III.3.2 INFLUENCE DE LA DUREE DU TRAITEMENT THERMIQUE.....	106
a) Excitation n_z	107
b) Excitation n_y	109
III.4 EVALUATION DES PERTES OPTIQUES	111
CONCLUSION	114
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	115

Chapitre IV : Caractérisation Optique Non-Linéaire des Guides d'Onde Plans de KTiOPO_4

INTRODUCTION	116
IV.1 GENERALITES	117
IV.2 RAPPELS THEORIQUES SUR L'OPTIQUE NON LINEAIRE QUADRATIQUE EN REFLEXION	120
IV.2.1 POLARISATION TE	123
IV.2.2 POLARISATION TM	125
IV.2.3 PUISSANCE DES FAISCEAUX REFLECHIS	126
a) Cas de la SHEW	126
b) Cas de la MGSB	129
IV.3 CARACTERISATION NON LINEAIRE DE KTP IMPLANTE H^+ ET HE^+ PAR LA TECHNIQUE SHEW	131
IV.3.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE LA TECHNIQUE SHEW	131
IV.3.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	133
a) Résultats expérimentaux	133
b) Discussion	135
c) Conclusion	137
IV.4 CARACTERISATION DE KTP IMPLANTE H^+ ET HE^+ PAR LA TECHNIQUE DE MGSB	139
IV.4.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	139
IV.4.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	142
a) Résultats expérimentaux	142
b) Discussion	147
c) Conclusion	150
CONCLUSION	151
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	152
CONCLUSION GENERALE	154

INTRODUCTION GENERALE

A l'heure actuelle, les besoins technologiques croissants dans les domaines du traitement de l'information par voie optique et des lasers biomédicaux encouragent l'élaboration de composants optoélectroniques intégrés.

Afin d'augmenter les capacités de stockage et d'améliorer la précision des outils lasers médicaux, il s'avère essentiel d'utiliser des longueurs d'onde plus courtes visible et UV.

La réponse à ce besoin est apportée par la conversion de fréquence et plus particulièrement le doublage de fréquence ou Génération de Seconde Harmonique (GSH) dans des cristaux non-linéaires sous forme massive ou de guides d'onde.

Le doublage de fréquence utilise les propriétés optiques non-linéaires des matériaux. Ceux-ci doivent présenter de fortes non-linéarités en vue d'obtenir des efficacités de conversion élevées.

Le KTiOPO_4 (KTP) a fait l'objet de nombreux travaux de recherche dans le domaine du doublage de fréquence et de l'oscillation paramétrique. Plus particulièrement, en raison de son haut seuil de dommage optique, il est très utilisé en tant que doubleur de fréquence de lasers YAG:Nd. Des rayonnements visibles puissants (jusqu'à 800 mW) ont même pu être générés à partir d'un cristal de KTP périodiquement polarisé. Il fait donc partie des matériaux de référence en optique non-linéaire tout comme le LiNbO_3 ou le LiTaO_3 . Des dispositifs efficaces de GSH et d'OPO (Oscillation Paramétrique Optique) existent déjà dans ces matériaux également périodiquement polarisables. Cependant, leur seuil de dommage optique reste limité et constitue un handicap pour la GSH de faisceaux lasers puissants.

Un moyen de diminuer la puissance des sources laser est de miniaturiser les dispositifs existants. Cette étape nécessite alors l'intégration des matériaux massifs sous forme de guides d'onde.

Ainsi, le KTP a pu être aisément utilisé en configuration guidée plane et canale. Les recherches entreprises sur ces guides ont montré leurs potentialités, leurs performances et les perspectives qu'ils peuvent offrir en optique non-linéaire. A cet effet, certains travaux ont abouti à la mise au point de dispositifs réalisés en laboratoire utilisant des guides de KTP. Les résultats ont montré des efficacités de conversion élevées et prometteuses pour la réalisation de micro-lasers émettant dans le vert, le bleu et l'UV.

Ces études ont montré que les guides de KTP ont été essentiellement élaborés par échange de Rb^+ et très peu par implantation ionique d'ions légers He^+ .

Comme dans LiNbO_3 et LiTaO_3 , la diffusion et l'échange ionique sont utilisés pour l'élaboration de guides d'onde. Mais l'implantation ionique est intéressante car elle est applicable à de nombreux matériaux cristallins. Il a notamment été montré qu'elle perturbe peu les matériaux et conserve plutôt bien leurs propriétés intrinsèques : non-linéarité, électro-optique, photoréfractivité...

Nous avons utilisé la technique d'implantation ionique pour élaborer nos guides dans le KTP. Avant d'envisager des applications de doublage de fréquence, nous avons déterminé, au cours de ce travail de thèse, les propriétés optiques linéaires et non-linéaires de ces échantillons.

En effet, bien que des premières tentatives de doublage de fréquence aient été effectuées par l'équipe de P.D. Townsend (Université de Sussex en Angleterre), il subsiste, à l'heure actuelle, des points non encore étudiés dans ce matériau : l'utilisation d'ions légers différents de l'hélium pour réaliser des guides d'onde ainsi que l'étude des propriétés optiques non-linéaires de ces guides.

Ce travail se situe dans le cadre des activités de recherche du laboratoire menées sur les matériaux pour l'optique non-linéaire et succède à des travaux de recherche déjà effectués sur ce matériau sous forme massive.

Le premier chapitre de ce mémoire s'articule autour de deux parties. La première rappellera les principales propriétés physiques, optiques linéaires et non-linéaires du cristal de KTP ainsi que les performances en optique linéaire obtenues sur ce matériau. Une seconde partie sera consacrée à des rappels des travaux menés sur les guides d'onde de KTP en insistant particulièrement sur les performances obtenues par ces structures en doublage de fréquence.

Le deuxième chapitre comprend également deux parties. Dans un premier temps, nous rappellerons les aspects théoriques et expérimentaux de la technique de l'implantation ionique ainsi que le dispositif expérimental utilisé. Ensuite, nous présenterons le dispositif expérimental de la spectroscopie des "lignes noires" utilisé pour la caractérisation optique linéaire des guides étudiés.

Les résultats expérimentaux obtenus sur des échantillons (Y-cut) et (Z-cut) seront exposés dans les troisième et quatrième chapitres.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les paramètres optogéométriques des guides de KTP implantés He^+ et H^+ . Nous montrerons les nouveaux résultats obtenus sur les guides dans KTP par implantation de H^+ et les moyens d'optimiser les performances des guides implantés He^+ . Nous étudierons également l'influence de plusieurs paramètres sur les caractéristiques des guides : les modes manquants, l'anisotropie de guide et le traitement thermique. Dans une dernière partie, nous donnerons une estimation quantitative des pertes mesurées sur les échantillons les plus intéressants.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude des propriétés optiques non-linéaires de surface et de volume des échantillons étudiés.

Dans le premier cas, les résultats obtenus par la technique "SHEW" (Second Harmonic wave generated by an Evanescent Wave) seront présentés et permettront d'analyser d'éventuelles perturbations induites par l'implantation ionique sur les non-linéarités de surface.

Nous nous intéresserons particulièrement à l'échantillon guidant implanté H^+ et à l'influence des paramètres d'implantation (énergie et dose) sur les guides implantés He^+ .

L'utilisation de la technique de MGS (Micro Génération de Seconde Harmonique) permettra d'examiner le comportement des non-linéarités en profondeur des échantillons.

Un accent particulier est mis sur les échantillons implantés H^+ de coupe différente (Y-cut) et (Z-cut) afin de comprendre le comportement de ces ions au sein du matériau.

Nous examinerons également l'influence de l'énergie et de la dose de He^+ sur les non-linéarités des structures guidantes (Y-cut) et (Z-cut).

Nous terminerons par une conclusion générale et les perspectives offertes par ce travail.

CHAPITRE I

LE MATERIAU KTiOPO_4 ETAT DE L'ART EN OPTIQUE INTEGREE

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	4
I.1 STRUCTURE CRISTALLINE DE KTiOPO_4	5
I.2 PROPRIETES OPTIQUES.....	9
I.2.1 PROPRIETES OPTIQUES LINEAIRES	9
I.2.2 PROPRIETES OPTIQUES NON LINEAIRES DU SECOND ORDRE....	12
a) <i>Propriétés électro-optiques</i>	12
b) <i>Propriétés optiques non-linéaires</i>	13
c) <i>Facteur de mérite et accord de phase dans KTP</i>	15
I.3 REALISATION DE GUIDES D'ONDE DANS KTiOPO_4	19
I.3.1 LES TECHNIQUES DE DEPOT	20
a) <i>La croissance par épitaxie</i>	20
b) <i>le dépôt par ablation laser</i>	20
I.3.2 L'ECHANGE IONIQUE	21
a) <i>Principe et protocole expérimental</i>	21
b) <i>Influence de la nature de l'ion échangé et de la coupe du substrat</i>	22
c) <i>Rappel des travaux en optique non linéaire</i>	24
I.3.3 L'IMPLANTATION IONIQUE.....	26
CONCLUSION	30
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	31

INTRODUCTION

Le KTP est un matériau connu pour ses propriétés optiques non-linéaires de générateur de fréquences. Il a fait l'objet de travaux dans les domaines de la génération de seconde harmonique de faisceaux laser YAG:Nd ($1,064 \mu\text{m}$) [1,2] et de l'électro-optique [3,4].

L'élaboration de structures guidantes dans KTP est essentiellement fondée sur l'introduction d'un ion dans le réseau cristallin par échange ou implantation ionique. Des techniques de dépôt existent mais ne sont pas aussi développées. Les performances obtenues sur ces guides en optique non-linéaire sont comparables voire supérieures à celles obtenues sur les cristaux massifs.

Ce chapitre effectue dans un premier temps un rappel de la structure cristalline et des méthodes d'élaboration du cristal de KTP. Ensuite, après un rappel des propriétés optiques du matériau et de ses performances en optique non-linéaire, une synthèse des travaux menés sur les guides de KTP en optique non-linéaire est présentée afin de situer le cadre de notre travail.

I.1. STRUCTURE CRISTALLINE DE KTiOPO_4

En 1971, les Français R. Masse et J. Grenier [5] effectuent la première étude cristallographique du KTP en mesurant les paramètres de maille et en montrant que l'atome de potassium (K) pouvait être substitué par les atomes de valence identique tels que le rubidium (Rb) ou le thallium (Tl).

Suite à une collaboration entre R. Masse et I. Tordjman, les travaux sur ce cristal se poursuivent au début des années 1970 et permettent la détermination, au Centre de Recherche de E.I. du Pont de Nemours, de la plupart de ses propriétés en vue de son utilisation en tant que générateur d'harmonique de faisceau laser [2,6].

En 1974, Tordjman et al. [6] complètent les travaux des Français en montrant que le matériau cristallise dans le système orthorhombique ($\text{mm}2$) et appartient au groupe d'espace $\text{Pna}2_1$. La maille élémentaire contient huit unités de formule chimique KTiOPO_4 .

En 1976, Zumsteg et al. [2] effectuent une étude de la croissance, des propriétés physiques et des propriétés optiques linéaires et non-linéaires du matériau $\text{K}_x\text{Rb}_{1-x}\text{TiOPO}_4$. Ce dernier peut être obtenu selon deux procédés : la méthode hydrothermale et la méthode du flux [4].

La première méthode a été rapidement commercialisée et consiste à placer le réactif dans un tube en or pour faire germer les cristaux. Le tube est inséré dans une chambre hermétique à hautes température et pression. La croissance cristalline se déroule à pression constante (environ 1724×10^5 Pa) et température constante à gradient thermique fixé (environ 600°C à l'extrémité du lieu réactif et environ 550°C à l'extrémité du lieu de germe), pendant six semaines approximativement.

La seconde méthode est un procédé de croissance utilisant des solutions à haute température dans lequel le KTP cristallise en dehors d'un mélange fondu, puis refroidi, composé de KTP et d'un flux aqueux spécifique. La croissance cristalline a lieu de 700°C à 1000°C approximativement. Les flux aqueux habituellement utilisés contiennent des phosphates de potassium, des tungstates et halides.

La technique de flux présente l'avantage d'opérer à pression atmosphérique et n'exige pas un équipement sophistiqué de haute pression. Cependant, les échantillons obtenus par cette technique ont une conductivité ionique, σ_i , fortement anisotrope ($\sigma_{iz} \gg \sigma_{ix}, \sigma_{iy}$) ce qui n'est pas le cas des cristaux réalisés par la méthode hydrothermale.

Néanmoins, pour éviter les défauts tels que les stries ou inclusions de croissance, la température doit être contrôlée avec précision.

Le temps de croissance varie de dix jours approximativement à deux mois (avec un four bien isolé et un contrôle correct de température).

Les cristaux de KTP sur lesquels a porté ce travail sont commercialisés et synthétisés par la société Cristal Laser (Chaligny, France) qui exploite une méthode de flux récente ayant fait l'objet de brevets CNRS [7,8].

Le KTP appartient à la famille des composés de formule unitaire MTiOXO_4 où M peut être K, Rb, Tl, NH_4 ou encore Cs (partiellement) et X peut être P ou As.

La structure et l'agencement atomique de KTiOPO_4 sont présentées sur les figures (I.1.a) et (I.1.b) dans deux plans de projection (a,b) et (a,c).

La figure (I.1.a) donne une vue d'ensemble de l'agencement géométrique des groupements constitutifs (TiO_6) et (PO_4) de la molécule de KTP. La figure (I.1.b) donne un aspect détaillé en montrant les liaisons entre les atomes.

Les paramètres de maille sont les suivants [9] :

$$\begin{aligned} a &= 12,8191 \text{ \AA} \\ b &= 6,4046 \text{ \AA} \\ c &= 10,5904 \text{ \AA} \end{aligned} \tag{I.1}$$

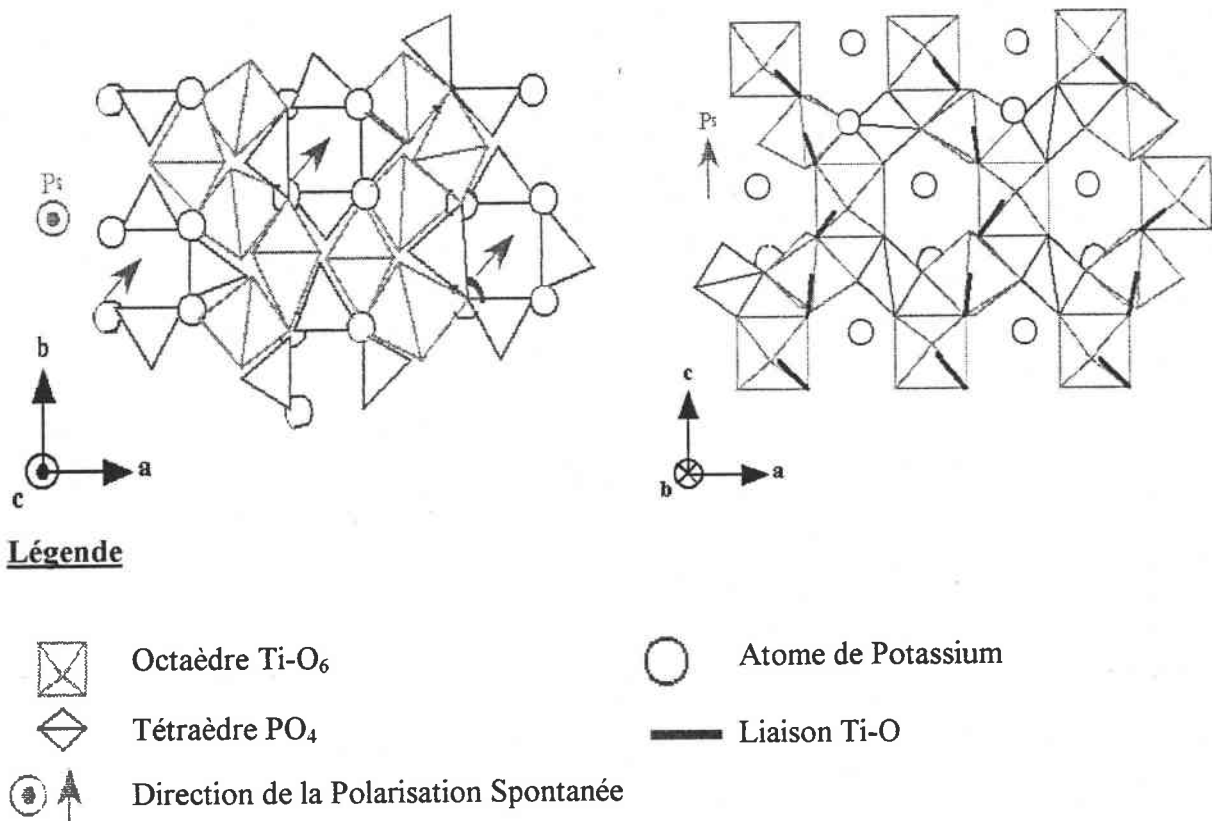
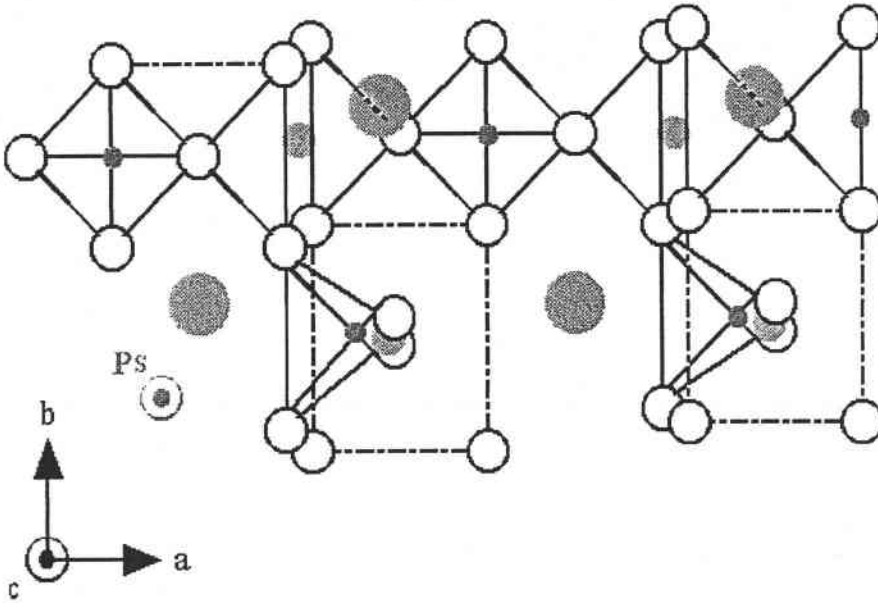


Figure I.1.a Agencement atomique des éléments constitutifs de KTiOPO_4 dans les plans de projection (a,b) et (a,c) [4]

La structure est caractérisée par des chaînes d'octaèdres TiO_6 jointes à deux coins et séparées par des tétraèdres de PO_4 . Il y a deux chaînes par cellule unitaire.

Des canaux (repérés par les flèches rouges sur la figure (I.1.a)) existent le long de l'axe polaire c dans lesquels le potassium peut diffuser, par vacance, avec un coefficient de diffusion beaucoup plus élevé que ceux dans le plan (a,b) .



Légende

- | | | | |
|--|------------------------|---|------------------------|
|  | Atome de Potassium (K) |  | Atome d'Oxygène (O) |
|  | Atome de Titane (Ti) |  | Atome de Phosphore (P) |
| Ps | Polarisation Spontanée | | |

Figure I.1.b Liaisons atomiques entre les éléments constitutifs de KTiOPO_4 dans le plan de projection (a, b)

Le matériau appartient au groupe de point polaire $mm2$ (groupe d'espace $Pna2_1$) et est considéré comme ferroélectrique. La direction de la polarisation spontanée, P_s , est représentée sur les figures ci-dessus et a été mise en évidence par Mangin et al. [10] en 1990 par l'effet pyroélectrique. A cet effet, un coefficient pyroélectrique de $2,97 \text{ nC.cm}^{-2}.\text{°C}$ a été mesuré.

Sa température de transition ferroélectrique ou de Curie est de $932 \pm 5 \text{ °C}$ [11].

A partir de cette température, le KTP devient non polaire. Les domaines ferroélectriques existent donc sur une large plage de température.

Le matériau présente une grande stabilité thermique en raison d'une température de fusion élevée, $1180 \pm 10 \text{ °C}$ [11].

De plus, il est chimiquement inerte et non hygroscopique.

I.2 PROPRIETES OPTIQUES

I.2.1 PROPRIETES OPTIQUES LINEAIRES

Le domaine de transparence (figure (I.2)) couvre une large plage de longueur d'onde car il s'étend de 350 à 4500 nm [2].

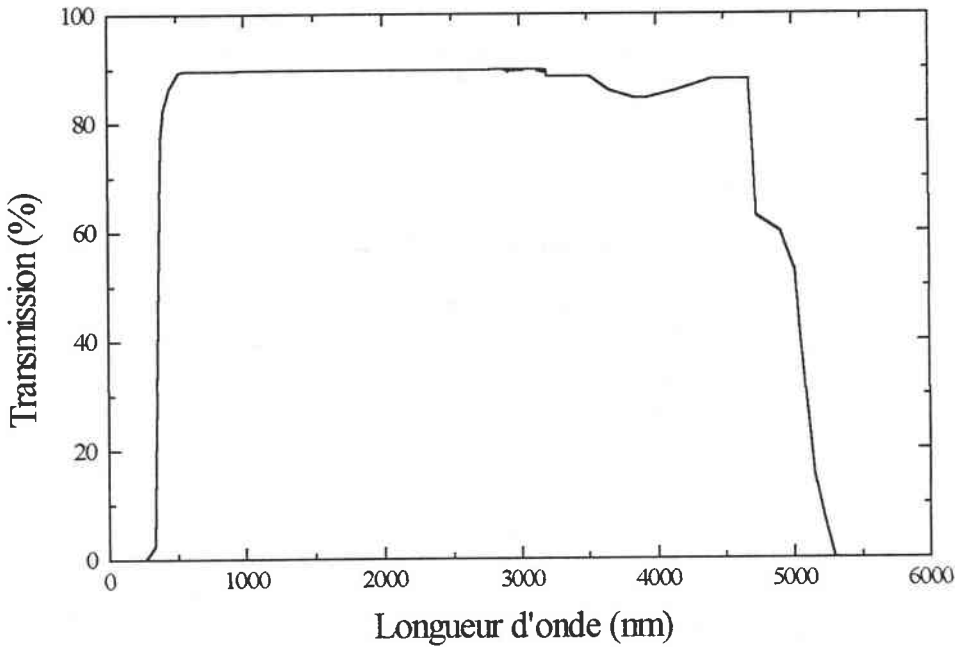


Figure I.2 Fenêtre de transparence du KTP [2]

De plus, le KTP présente de faibles absorptions, $< 0,1 \text{ \%}.\text{cm}^{-1}$ et $< 1 \text{ \%}.\text{cm}^{-1}$ à 1064 nm et 532 nm respectivement [12].

Les applications de ce matériau en doublage de fréquence concernent les sources laser de type YAG:Nd et aussi de type Ti:Al₂O₃.

Le KTP est biaxe positif donc : $n_z > n_y > n_x$. Son indice de réfraction moyen est de 1,8.

La variation des indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde est donnée par l'équation de Sellmeier suivante :

$$n_i = \left(A_i + \frac{B_i \lambda^2}{(\lambda^2 - C_i)} + \frac{D_i \lambda^2}{(\lambda^2 - E_i)} \right)^{1/2} \quad (\text{I.2})$$

où : $\lambda \in [0,53;2,55] \mu\text{m}$

Les valeurs des coefficients de Fève sont données par le tableau (I.1).

Indice de réfraction	Coefficients de Fève				
	A_i	B_i	C_i	D_i	E_i
n_x	2,1239	0,14274	18,477	0,8737	0,045906
n_y	2,0649	0,15529	19,373	0,95463	0,045505
n_z	1,6539	0,34767	29,378	1,6482	0,038825

Tableau I.1 Coefficients de Fève pour chaque indice de réfraction [13]

L'évolution de l'indice de réfraction n_i en fonction de la longueur d'onde λ est donnée par la figure (I.3).

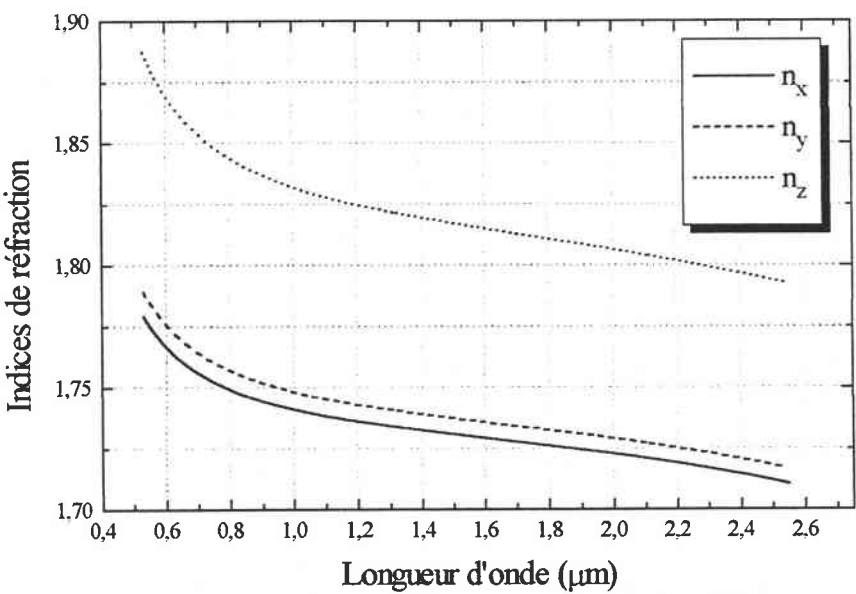


Figure I.3 Evolution des indices de réfraction n_x, n_y et n_z en fonction de la longueur d'onde

Les indices n_x et n_y sont très proches alors que n_z est beaucoup plus élevé. Dans le cas d'un milieu biaxe, la biréfringence est défini par la différence entre les indices de réfraction extrêmes.

A titre d'exemple, nous reportons quelques valeurs d'indices de réfraction, calculées à partir de l'équation de Sellmeier (I.2), à des longueurs d'onde typiques que nous avons utilisé au cours de notre travail (tableau (I.2)).

Indice de réfraction	Longueur d'onde (μm)		
	0,532	0,6328	1,064
n_x	1,7789	1,7628	1,7393
n_y	1,7889	1,7716	1,7412
n_z	1,887	1,8639	1,8294

Tableau I.2 Valeurs d'indice de réfraction à quelques longueurs d'onde caractéristiques

L'indice de réfraction dépend également de la température.

A cet effet, les coefficients thermo-optiques donnés dans le tableau (I.3) montrent que cette dépendance est faible. Aussi, nous ne tiendrons pas compte de l'influence des variations de température sur l'indice de réfraction.

Condition thermique	Coefficients de variation des indices de réfraction avec la température $\beta_i = \frac{1}{n_i} \frac{\Delta n_i}{\Delta T} \text{ (}^\circ\text{C}^{-1}\text{)}$
T=20°C	$\beta_x = 3,12 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ $\beta_y = 3,6 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ $\beta_z = 2 \beta_x = 6,24 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$

Tableau I.3 Coefficients thermo-optiques mesurés à T=20°C [14]

I.2.2 PROPRIETES OPTIQUES NON LINEAIRES DU SECOND ORDRE

a) Propriétés électro-optiques

L'effet électro-optique est un phénomène qui traduit la variation d'indice du matériau sous l'action d'un champ électrique. Cet effet est décrit par la relation suivante :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k \quad (\text{I.3})$$

où : r_{ijk} est le tenseur d'ordre 3 des coefficients électro-optiques.

E_k est la k^{e} composante du champ électrique.

L'expression du tenseur électro-optique du KTP est donnée ci-dessous, en notation contractée:

$$[r] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.4})$$

Les valeurs des coefficients électro-optiques en régime statique (champ électrique continu) et dynamique (champ électrique de fréquence 13 MHz) sont respectivement reportées dans le tableau (I.4).

Coefficient électro-optique	E continu	E (13 MHz)
r_{13}	$9,5 \pm 0,5 \text{ pm.V}^{-1}$	$8,8 \pm 0,8 \text{ pm.V}^{-1}$
r_{23}	$15,7 \pm 0,8 \text{ pm.V}^{-1}$	$13,8 \pm 1,4 \text{ pm.V}^{-1}$
r_{33}	$36,3 \pm 1,8 \text{ pm.V}^{-1}$	$35 \pm 3,5 \text{ pm.V}^{-1}$
r_{42}	$9,3 \pm 0,9 \text{ pm.V}^{-1}$	$8,8 \pm 1,8 \text{ pm.V}^{-1}$
r_{51}	$7,3 \pm 0,7 \text{ pm.V}^{-1}$	$6,9 \pm 1,4 \text{ pm.V}^{-1}$

Tableau L4 Valeurs des coefficients électro-optiques statiques et dynamiques[7]

Le KTP présente un large coefficient électro-optique r_{33} supérieur à celui de LiNbO_3 .

Ces propriétés électro-optiques ont été mises en application en vue de réaliser certaines fonctions telles que : cellule Pockels [15], modulateur de phase [16], Q-switch [17] ou déflecteur de faisceau [18].

b) Propriétés optiques non-linéaires

La Génération de Seconde Harmonique (GSH) est un effet optique non-linéaire du second ordre. Le matériau ne doit pas présenter de centre d'inversion pour être le siège de l'effet non-linéaire.

Les études menées par Zumsteg et al. [2] sur la structure de KTiOPO_4 ont montré que la liaison courte Ti-O est principalement responsable de la non-linéarité du matériau.

Ce résultat a été confirmé par les travaux de recherche effectués au laboratoire par Mohamadou en 1993. Au cours de ce travail, l'analyse par la spectroscopie Raman sur des échantillons a confirmé le rôle essentiel de cette liaison dans l'origine de la non-linéarité du KTP [19]. Mohamadou a notamment montré que la distortion de l'octaèdre TiO_6 a pour effet d'augmenter sa polarisabilité non-linéaire.

Au niveau macroscopique, l'existence de la non-linéarité se traduit par un tenseur de GSH : [d].

Lorsqu'un champ électromagnétique intense, de pulsation ω , parvient dans un milieu non-linéaire, il crée une polarisation non-linéaire P_{NL} qui permettra de générer l'onde de fréquence doublée, de pulsation 2ω .

Cet effet optique non-linéaire est décrit par l'expression :

$$[P_{NL}]_i = \sum_{jk} d_{ijk} E_j E_k \tag{L5}$$

où : d_{ijk} est le tenseur d'ordre 3 des coefficients de Génération de Seconde Harmonique
 E_j et E_k sont les amplitudes des champs électriques de l'onde électromagnétique de pulsation ω .

Dans le cas du KTP, compte tenu de la symétrie du cristal [20], le tenseur de GSH, en notation contractée, s'exprime sous la forme :

$$[d] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \text{ (pm.V}^{-1}\text{)} \tag{L6}$$

Les valeurs des coefficients de GSH sont reportées dans le tableau (L5) :

Coefficient de GSH	Valeur en (pm.V ⁻¹)
d_{15}	1,4
d_{24}	2,65
d_{31}	1,4
d_{32}	2,65
d_{33}	10,7

Tableau L5 Valeurs des coefficients de GSH dans KTP [21]

c) Facteur de mérite et accord de phase dans KTP

Pour des applications en optique non-linéaire, l'efficacité d'un matériau est jugée à la valeur de son facteur de mérite, M , dont dépend la puissance à 2ω donnée ci-dessous :

$$P^{2\omega} \propto M \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right) \quad (\text{I.7})$$

où : Δk désigne le terme de désaccord de phase et L est la longueur d'interaction

M est déterminé à partir du coefficient non-linéaire effectif, d_{eff} , et de l'indice moyen, n :

$$M = \frac{d_{\text{eff}}^2}{n^3} \quad (\text{I.8})$$

Le coefficient non-linéaire effectif est exprimé en fonction des angles θ et ϕ et des coefficients non-linéaires d_{15} et d_{24} [22,28] tel que :

$$d_{\text{eff}} = (d_{24} - d_{15}) \sin(2\theta) \sin(2\phi) - (d_{15} \sin^2(\phi) + d_{24} \sin^2(\phi)) \sin(\theta) \quad (\text{I.9})$$

$$d_{\text{eff}} = 2,43 \text{ pm.V}^{-1} [14]$$

$$n = 1,8 [14]$$

Dans ce cas, $M = 1,03 \text{ (pm.V}^{-1})^2$

Dans la relation (I.7), le terme Δk désigne le désaccord de phase. Il fait intervenir les indices de réfraction qui sont fonctions des directions de propagation de l'onde que nous noterons ici θ et ϕ .

L'accord de phase entre les ondes harmonique et fondamentale est réalisé lorsque $\Delta k = 0$ ce qui s'écrit encore :

$$n^{2\omega}(\theta, \phi) = n^{\omega}(\theta, \phi) \quad (\text{I.10})$$

où : n^{ω} et $n^{2\omega}$ sont les indices du matériau aux fréquences fondamentale et harmonique.

Deux types d'accord de phase existent dans le cas du doublage de fréquence :

- le type I
- le type II

Dans le KTP, seul l'accord de phase de type II permet des efficacités de conversion élevées. Le coefficient non-linéaire de la relation (L.9) est celui de type II.

D'après l'évolution des indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde représentée sur la figure (L.3), les directions de propagation de l'onde sont définies par les angles θ et ϕ tels que $\theta = (n_z, (n_x, n_y))$ et $\phi = (n_x, n_y)$ (figure (L.4)).

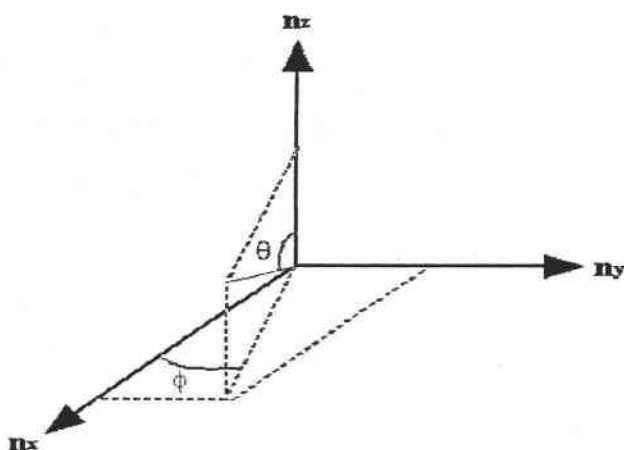


Figure L.4 Repère définissant les angles d'accord de phase θ et ϕ

Les directions privilégiés d'accord de phase sont déterminés en calculant les angles θ et ϕ [23]. La figure (L.5) donne l'évolution de θ en fonction de ϕ pour une longueur d'onde de $1,064 \mu\text{m}$. Comme les indices de réfraction dépendent de la longueur d'onde et des angles θ et ϕ , il est possible de calculer des valeurs de ces angles pour lesquels l'accord de phase est réalisé. Dans le cas particulier d'un accord de phase de type II à $1,064 \mu\text{m}$, les valeurs des angles d'accord de phase sont : $\theta_{\text{II}} = 90^\circ$ et $\phi = 23,09^\circ$. A 20°C , la valeur expérimentale mesurée de ϕ est de l'ordre de 23° [8].

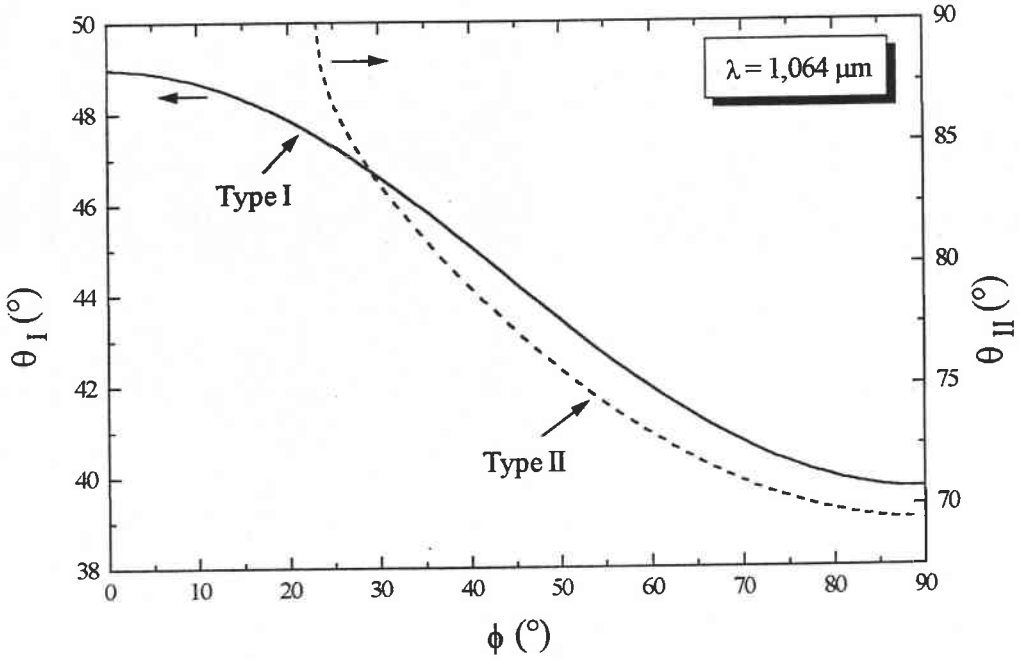


Figure I.5 Angles d'accord de phase dans KTP pour les types I et II à $1,064 \mu\text{m}$

D'après la configuration définie ci-dessus, les indices de réfraction utilisés satisfont à l'équation:

$$\frac{1}{2} \left(n_{xy}^{\omega}(90^{\circ}, 23^{\circ}) + n_z^{\omega} \right) = n_{xy}^{2\omega}(90^{\circ}, 23^{\circ}) \quad (\text{I.11})$$

En s'écartant des paramètres d'accord de phase, l'intensité de seconde harmonique qui est proportionnelle à la quantité $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right)$ (où L représente la longueur d'interaction) diminue car Δk augmente. Les tolérances concernant ces paramètres sont déduites à partir de la largeur à mi-hauteur du maximum de la puissance harmonique (relation (I.7)).

Ainsi les tolérances spécifiques au cristal sont reportées dans le tableau (I.6).

Tolérances angulaires	$L.\Delta\theta=75 \text{ mrad.cm}$ $L.\Delta\phi=19 \text{ mrad.cm}$
Tolérance thermique	$L.\Delta T=27,5 \text{ }^\circ\text{C.cm}$
Tolérance spectrale [24]	$L.\Delta\lambda=0,56 \text{ nm.cm}$

Tableau I.6 Valeurs des tolérances angulaires, thermiques et spectrales

L'accord de phase de type II n'est réalisable que pour des longueurs d'onde supérieures à 1 μm en raison de la dispersion spectrale des indices de réfraction.

A 1,064 μm , l'accord de phase de type II tel que nous l'avons rappelé précédemment permet de réaliser un doublage de fréquence avec des efficacités élevées de conversion.

Le KTP présente un coefficient non-linéaire effectif supérieur à la plupart des matériaux inorganiques existants comme l'illustre le tableau (I.7).

Matériaux	KDP	BBO (BaB_2O_4)	KNbO_3	LiNbO_3	KTP
$d_{\text{eff}} \text{ (pm.V}^{-1}\text{)}$	0,35	1,9	-13	3,5	2,43

Tableau I.7 Comparaison des d_{eff} pour les principaux matériaux inorganiques [25]

Le KTP présente des coefficients non-linéaires élevés, d_{33} et d_{eff} , ainsi qu'un haut seuil de dommage optique ($> 1 \text{ GW.cm}^{-2}$ à 10 ns de durée de pulses à 1064 nm) [26].

Ces propriétés lui permettent d'être souvent utilisé dans des applications de doublage de fréquence avec de grandes efficacités de conversion.

A cet effet des valeurs d'efficacité supérieures à 50 % ont été obtenues sur des échantillons soumis à des faisceaux lumineux de lasers YAG:Nd (1064 nm) [27,28]. Ce cristal peut également permettre la génération de seconde harmonique de faisceaux laser émettant à 1,3 (diode laser InGaAsP) et 2,53 μm (laser accordable KCl:Li) comme l'ont montré Zondy et al.

[29] cependant les efficacités de conversion demeurent plus faibles qu'à $1,064 \mu\text{m}$ ($< 10^{-6} \text{ \%} \cdot \text{W}^{-1}$). D'autres longueurs d'onde peuvent être générées par interaction paramétrique optique. La plage spectrale obtenue s'étend alors de 1 à $4,5 \mu\text{m}$ [22].

Les fonctions de générateur de fréquence que nous avons vu dans le cas du matériau massif ont permis d'obtenir des longueurs d'onde visible avec des efficacités de conversion intéressantes. Ces résultats s'insèrent dans le désir de réaliser des sources laser solides émettant dans le spectre visible et UV. Cependant, pour obtenir des rendements de conversion acceptables, les sources laser utilisées dans le cadre de ces travaux doivent être puissantes, et donc de grande dimension et nécessitent ainsi une mise en oeuvre conséquente. Pour une application en informatique en tant que lecteur ou graveur de données ou en médecine en tant que micro-laser chirurgical par exemple, la taille de ces dispositifs doit être réduite tout en préservant les performances précédemment citées. Une solution à ce problème est d'utiliser des composants intégrés [30].

Ceux-ci peuvent remplir les mêmes fonctions de conversion de fréquence que les matériaux massifs avec des rendements de conversion semblables voire meilleurs. Un autre avantage de ces dispositifs réside dans l'utilisation de structures guidantes pompées par diodes laser.

A l'heure actuelle, les structures guidantes dans KTP sont essentiellement réalisées par introduction d'un ion étranger dans le matériau par échange ionique ou par implantation ionique. Elles ont contribué au développement et à l'application en optique non-linéaire des guides d'onde ferroélectriques.

Le paragraphe suivant rappelle les techniques d'élaboration de guides d'onde dans le KTP et les travaux effectués sur ces structures en optique linéaire et non-linéaire.

1.3 REALISATION DE GUIDES D'ONDE DANS KTiOPO_4

Deux familles de technique permettent d'élaborer des guides d'onde dans KTP :

1. le dépôt de films minces sur un substrat	2. l'introduction d'un ion dans le matériau
- la croissance par épitaxie - le dépôt par ablation laser	- l'échange ionique - l'implantation ionique

I.3.1 LES TECHNIQUES DE DEPOT

Ce sont deux techniques relativement récente qui permettent d'élaborer des films minces d'épaisseur pouvant varier de quelques centaines de nanomètres à plusieurs dizaines de micromètres. Le profil d'indice de ces films serait à quasi-saut d'indice et serait a priori plus intéressant pour les applications de doublage de fréquence en raison d'un meilleur confinement de l'onde. La zone guidante présente une augmentation de l'indice par rapport à celui du substrat.

a) La croissance par epitaxie

Cette technique consiste à faire croître un film mince cristallin sur un substrat de même nature.

Par ce procédé, Cheng et al. [31] ont obtenu des films minces de $\text{KTiOP}_{0,79}\text{As}_{0,21}\text{O}_4$ déposés sur un substrat de KTP en utilisant un flux de tungstate. Les couches minces qui exhibent des modes guidés à $0,6328 \mu\text{m}$ détectés par la spectroscopie des lignes noires ont une épaisseur de $20 \mu\text{m}$. La variation d'indice engendrée est de $+0,012$ par rapport au substrat.

b) le dépôt par ablation laser

Son principe est l'ablation d'un matériau cible par laser excimère qui sera déposé en film sur un substrat sous des conditions de pression et de température spécifiques.

Ce procédé permet dans certains cas de réaliser simultanément un dopage du film déposé.

A cet effet, Wang et al. [32] ont réalisé récemment des guides laser de KTP dopés à l'erbium (Er^{3+}) en utilisant le KTP et Er comme matériaux cibles et KTP comme substrat. Les films exhibent deux modes brillants à $0,6328 \mu\text{m}$ détectés par spectroscopie m-lines et sont photoluminescents à $1,54 \mu\text{m}$ environ. Cette longueur d'onde correspond au domaine de faibles pertes des fibres optiques de télécommunication.

En utilisant des substrats de saphir (Al_2O_3) et de silicium (Si), Xiong et al. [33] ont déposé des couches minces de KTP optiquement non-linéaire. La source lumineuse utilisée dans le cadre de la GSH est un laser Nd:YLF émettant à $1,053 \mu\text{m}$. Cette étude a permis de déterminer les coefficients non-linéaires effectifs des films.

La réalisation de films guidants dépend des paramètres de dépôt souvent délicats à maîtriser et de la nature du substrat.

Des films minces déposés sur du quartz fondu ont montré des propriétés optiques linéaires et non-linéaires différentes de celles du KTP massif [34]. Par couplage par la tranche, elles exhibent des modes guidés de polarisation (TM) perpendiculaire au plan du substrat. Les couches de meilleure qualité optique présentent des pertes inférieures à 1 dB.cm^{-1} .

L'étude par GSH de ces couches minces de KTP a montré qu'elles sont optiquement uniaxes et possèdent un axe de symétrie normal au plan du substrat. Cette étude a également permis de déterminer deux composantes de la susceptibilité non-linéaire qui sont indépendantes et de signe opposé. La valeur de la composante la plus élevée est $1/3$ de celle de la plus grande du cristal de KTP.

L'obtention de films guidants d'épaisseur précise et contrôlée ne semble pas garantie par ces deux techniques. C'est un paramètre déterminant pour le confinement et les interactions non-linéaires dans le processus de GSH. En outre, la qualité optique des interfaces Air/Couche mince et Couche mince/Substrat peuvent perturber les interactions non-linéaires.

La technique de l'échange ionique permet de réaliser des structures guidantes d'épaisseur précise et contrôlée, et de qualité optique remarquable. De plus elle est relativement aisée à mettre en oeuvre.

I.3.2 L'ECHANGE IONIQUE

a) Principe et protocole expérimental

L'échange ionique est un processus physico-chimique consistant à échanger un ion constitutif du monocristal avec un ion de valence identique. Dans KTP, l'atome de potassium peut diffuser au sein d'une maille élémentaire et présente une valence de $+1$, il peut être échangé avec un ion césium (Cs^+), rubidium (Rb^+) ou thallium (Tl^+) [35]. D'autres ions peuvent être utilisés tels que l'ion ammonium (NH_4^+) ou proton (H^+) [36].

Les échantillons de KTP utilisés ont été obtenus par la méthode hydrothermale.

Les substrats sont coupés selon l'axe polaire c (z-cut) et polis.

Pour la fabrication de guides canaux, un masque métallique d'aluminium (Al), d'or (Au) ou de titane (Ti) est appliqué sur la surface polie du substrat.

Ils sont ensuite placés dans un bain de nitrates (de rubidium (RbNO_3), de césium (CsNO_3) ou de thallium (TlNO_3)) de compositions variables chauffé entre 300°C et 400°C . La durée du bain pour l'obtention de guides est typiquement comprise entre 30 min. et 4 h.

La guide obtenu présente une augmentation d'indice par rapport au substrat. Le profil d'indice de guide est de la forme $\exp(-z/e)$ où e est l'épaisseur de guide.

b) Influence de la nature de l'ion échange et de la coupe du substrat

Les propriétés guidantes dépendent de la nature de l'ion présent dans le bain et de la coupe du substrat (x ou z cut) (tableau (L.8)). Un guide réalisé par échange de thallium présente une variation d'indice dix fois plus grande que celle d'un guide échangé rubidium.

Les caractéristiques des guides réalisés par échange ionique sont reportées dans le tableau (L.8).

Nature de l'ion	Type de surface	Température de bain ($^\circ\text{C}$)	Durée du bain (h)	Nombre de modes guidés	Type de modes	Profondeur de diffusion (μm)	Variation d'indice (Δn) ($\Delta n_x = \Delta n_y = \Delta n_z$)
Cs^+	z	450	4	11	TE	13	+0,028
				8	TM	13	+0,019
Rb^+	x	450	3,3	0	TE		
				1	TM	1,3	0,02
Rb^+	z(-)	350	4	3	TE	6,5	0,008
				2	TM	6,5	0,008
Rb^+	z(+)	350	4	3	TE	4,0	0,019
				3	TM	4,0	0,018
Tl^+	z	335	4	4	TE	1,6	0,23
				4	TM	1,6	0,18

Tableau L.8 Caractéristiques de guides d'onde obtenus par échange de Rb^+ , Cs^+ et Tl^+ [34]

Dans le cas de l'échange de rubidium, les échantillons (x-cut) sont monomodes en TM et ne montrent aucune propriété guidante en TE alors que les échantillons (z-cut) sont polymodes pour les deux polarisations. Il a été montré que le taux d'échange de Rb^+ dépend de la conductivité ionique du substrat. Celle-ci est plus faible dans la direction de l'axe a que dans celle de l'axe c [4]. Ce comportement a donc des conséquences sur les propriétés guidantes des échantillons étudiés.

Pour réduire ces effets, un ion divalent est ajouté dans le bain.

Par formation d'une vacance de l'ion K^+ , cette opération permet à l'ion monovalent de mieux diffuser dans le substrat et augmente ainsi la profondeur de guide.

Le tableau (L9) illustre ce comportement.

En utilisant un ion divalent dont le rayon ionique se rapproche de celui de K^+ , l'épaisseur de guide formé et la variation d'indice augmentent. L'ion barium (Ba^{2+}) semble le plus approprié pour favoriser la diffusion de l'ion Rb^+ dans le KTP.

M	Rayon ionique (Å)	Profondeur de guide (µm)	Variation d'indice (Δn)
Aucun (325°C)	-	0	0
Ca^{2+}	1,18	1	0,007
Sr^{2+}	1,3	7	0,018
Ba^{2+}	1,47	15	0,025
K^+	1,55		

Tableau L9 Effet de l'ion divalent sur les propriétés guidantes de KTP
(échange ionique $\text{Rb}^+/\text{M}^{2+}$, 300°C, 2h) [4]

L'ion Ba^{2+} a également une influence sur les performances des guides en optique non-linéaire. Par son ajout, il permet de renverser les domaines dans les guides de $(\text{Ba}^{2+}+\text{Rb}^+):\text{KTP}$ [37] pour la réalisation du doublage de fréquence par la technique de Quasi-Accord de Phase (QAP).

c) Rappel des travaux en optique non lineaire

Les premiers essais de GSH ont été réalisés sur des guides canaux élaborés par échange de rubidium [4]. Les conditions de fabrication de guides sont celles précédemment exposées. La couche guidante canale présente une largeur de $6\text{ }\mu\text{m}$. En utilisant une diode laser YAG:Nd à $1,064\text{ }\mu\text{m}$, des efficacités de conversion dans le vert ($0,532\text{ }\mu\text{m}$) de $4\text{ }\%.\text{W}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ont été obtenues. Les efficacités de conversion ont été normalisées par rapport à la puissance à l'entrée du guide et la longueur de guide. A $1,31\text{ }\mu\text{m}$, l'efficacité de conversion mesurée est environ $1\text{ }\%.\text{W}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

Suite à ces résultats prometteurs, un engouement certain a permis de faire progresser les travaux sur les guides de KTP (z-cut) par échange ionique. Van der Poel et al. [38] ont montré que l'échange ionique dans KTP permettait un renversement des domaines. Ils ont ainsi élaboré le premier guide d'onde émettant dans le bleu en réalisant une structure segmentée périodique qui permet l'application de la technique du quasi-accord de phase.

Aux Etats-Unis, W.P. Risk (IBM Corporation, San Jose, Californie) [39] a mené une étude théorique et expérimentale sur les configurations de doublage de fréquence dans des guides de $\text{KTP}:(80\text{ }\% \text{Rb}^+ + 20\text{ }\% \text{Ba}^{2+})$ en utilisant un laser $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ($0,9$ à $1\text{ }\mu\text{m}$). La source laser a permis de déterminer les longueurs d'onde d'accord de phase. Deux méthodes de réalisation d'accord de phase en configuration guidée ont été utilisées : la configuration Cerenkov ($0,905\text{ }\mu\text{m}$) et l'accord de phase par la dispersion spectrale des indices effectifs de la couche guidante ($0,966\text{ }\mu\text{m}$).

Deux années plus tard, Risk et al. [40] mettent en évidence la génération de lumière verte à $0,509\text{ }\mu\text{m}$ et de lumière bleue à $0,483\text{ }\mu\text{m}$ par doublage et mixage de fréquences de type II respectivement dans des guides canaux de $\text{KTP (z-cut)}:\text{Rb}^+$.

Dans le cadre de la GSH, un laser $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ est utilisé comme source fondamentale. Une puissance harmonique de $0,25\text{ mW}$ est obtenue à partir d'une puissance fondamentale de $\sim 47\text{ mW}$. Le mixage de fréquences fait intervenir les longueurs d'onde d'un laser $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ et d'un laser YAG:Nd. Dans le bleu, $15\text{ }\mu\text{W}$ sont obtenus à partir de 120 mW à $0,883\text{ }\mu\text{m}$ et $2,1\text{ mW}$ à $1,064\text{ }\mu\text{m}$.

En parallèle, une collaboration entre F. Laurell (Institut de Recherche Optique, Stockholm, Suède) et l'équipe de J.D. Bierlein sur le doublage et la sommation de fréquences dans les

guides canaux de $\text{KTP}:(97\% \text{ Rb}^+ + 3\% \text{ Ba}^{2+})$ segmentés ont mis en évidence la génération de lumière bleu [41,42], verte et UV [40] par la technique de quasi-accord de phase. Des puissances harmoniques de 4,2 mW à $0,453\ \mu\text{m}$ et de 2 mW à $0,3776\ \mu\text{m}$ ont été obtenues à partir de lasers $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ pour des puissances fondamentales couplées dans le guide de 155 mW et de 110 mW respectivement.

Dans la perspective de mettre en oeuvre un laser intégré émettant dans le bleu, F. Laurell [43] a réalisé un dispositif comprenant une diode laser (émettant à $0,853\ \mu\text{m}$ à température ambiante), un guide canal de $\text{KTP}:(97\% \text{ Rb}^+ + 3\% \text{ Ba}^{2+})$ périodiquement segmenté (de période $4,2\ \mu\text{m}$) et un réseau de Bragg placé en réflexion à 45° après le guide. Le rôle de ce dernier est de “forcer” la longueur d’onde d’émission de la diode laser à coïncider avec celle de la longueur d’onde d’accord de phase pour laquelle le doublage de fréquence est le plus efficace. Des efficacités normalisées de conversion de $172\% \text{ W}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ proches de celles obtenues avec un laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ($210\% \text{ W}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) sont reportées. Une puissance harmonique de 1,35 mW fut générée à $0,4118\ \mu\text{m}$ à partir des 56 mW couplés dans le guide, ce qui représente un rendement absolu proche de 2,5 %.

En parallèle, les travaux de l’équipe israélienne de D. Eger [44,45] sur les guides de KTP canaux (largeur de $4\ \mu\text{m}$) segmentés (période de $4\ \mu\text{m}$) ont conduit à la réalisation d’un dispositif similaire à celui proposé par F. Laurell.

La différence réside dans le moyen de stabilisation de la longueur d’onde de la diode laser. Les guides de KTP remplissent les fonctions de doubleurs de fréquence et de bloqueurs de longueur d’onde sur celle de quasi-accord de phase [46]. Ainsi, le réseau de Bragg (période de $3,7\ \mu\text{m}$) est intégré à l’unité guidante et n’est pas externe au dispositif évitant ainsi les pertes supplémentaires dues au retour du faisceau infrarouge dans le guide.

Des efficacités normalisées de conversion de $220\% \text{ W}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ont été obtenues avec un laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$. La source laser utilisée dans le dispositif émet à une longueur d’onde centrale de $0,854\ \mu\text{m}$. Par variation de la température du substrat, les longueurs d’onde de quasi-accord de phase et du réflecteur de Bragg coïncident. Une puissance harmonique de 3,6 mW a été obtenue à $0,429\ \mu\text{m}$ pour une puissance couplée dans le guide de 35,9 mW, soit un rendement absolu de près de 10 %.

Le tableau (L.10) récapitule les points principaux des travaux présentés ci-dessus.

Puissance fondamentale dans le guide P_G^ω (mW)	Puissance harmonique $P^{2\omega}$ (mW)	Longueur d'onde harmonique (μm)	Rendement absolu $P^{2\omega}/P_G^\omega$ (%)	Efficacité normalisée de conversion (% $\cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$)	Références bibliographiques
110	2	0,3776	1,8	Non reportée	[41]
155	4,2	0,453	2,7	Non reportée	[41]
56	1,35	0,4118	2,4	172	[42]
35,9	3,6	0,429	10	220	[45]

Tableau I.10 Paramètres principaux des deux dispositifs intégrés doubleur de fréquence

Ce sont, à ce jour, les meilleures performances obtenues sur des guides de KTP réalisés par échange ionique.

Nous avons vu que des régions guidantes peuvent être créées dans KTP par le processus d'échange ionique dans des substrats uniquement coupés selon l'axe polaire *c*.

Une autre technique, l'implantation ionique, permet d'élaborer des zones guidantes.

Le prochain paragraphe rappelle les différents travaux effectués dans les guides d'onde de KTP fabriqués par implantation ionique.

I.3.3 L'IMPLANTATION IONIQUE

L'implantation ionique consiste à bombarder la surface du matériau par des ions légers (H^+ , He^+) qui s'arrêteront à quelques micromètres de la surface. La région située entre la surface et la région d'arrêt des ions constitue la zone guidante. La zone où sont localisés les ions est la barrière optique dans laquelle chute l'indice de réfraction.

La technique de l'implantation ionique a connu un développement important et très prometteur pour la réalisation de guides plans et canaux.

Depuis une quinzaine d'années, de nombreux travaux ont porté sur cette technique. En particulier, P.D. Townsend et al. [47] de l'Université de Sussex (Angleterre) ont étudié les

effets que pouvaient induire les ions implantés dans le cristal et ont réalisé des guides d'onde dans de nombreux matériaux par implantation d'ions He^+ : LiNbO_3 , KNbO_3 et LiTaO_3 pour ne citer que les plus connus.

Il a d'autre part été démontré que l'utilisation d'ions H^+ permet aussi la création d'une barrière optique, en générant un endommagement suffisant [48] dans de nombreux cristaux comme BaTiO_3 , KNbO_3 , LiNbO_3 [49] ou LiIO_3 [50].

L'équipe de recherche anglaise a notamment réalisé des guides dans KTP (Z-cut) par implantation d'ions He^+ [51]. Au cours de ces travaux, ils ont déterminé les paramètres optogéométriques de guide (l'épaisseur et le profil d'indice). Les pertes après recuit ont été évaluées inférieures à 5 dB.cm^{-1} . Les paramètres optogéométriques et les conditions d'implantation sont reportés dans le tableau (I.11).

Dimensions et coupe du cristal	Conditions d'implantation	Epaisseur (μm)		Variation d'indice Δn_z (%)	
		Guide	Barrière Optique	Guide	Barrière Optique
$2 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ (z-cut)	2,5 MeV $1 \times 10^{16} \text{ ions.cm}^{-2}$ (77 K, 0,1 μA)	5,8	~ 1	0	-4

Tableau I.11 Conditions d'implantation et paramètres optogéométriques de guides de KTP implantés He^+ [51]

Les échantillons ont été caractérisés par la spectroscopie des lignes noires à $0,488 \mu\text{m}$ et $0,6328 \mu\text{m}$ qui utilise dans le cadre de cette étude un prisme isocèle de SrTiO_3 .

Zhang et al. ont effectué une première tentative de doublage de fréquence sur ces guides avec une efficacité de conversion de 25 % [52].

Les guides ont été réalisés dans des cristaux de KTP provenant de Chine et taillés selon l'accord de phase de type II à $1,064 \mu\text{m}$.

La source laser accordable permet de rechercher les longueurs d'onde d'accord de phase de guide, λ_{APG} . Celles-ci sont au préalable déterminées théoriquement en simulant la dispersion des indices effectifs fondamentaux et harmoniques en fonction de la longueur d'onde. La longueur d'onde pour laquelle il y a égalité entre un indice effectif fondamental et harmonique est celle d'accord de phase. Dans le cas des guides, il est préférable d'obtenir l'égalité entre les indices effectifs des modes fondamental et harmonique d'ordres les plus faibles (0,1) pour que le recouvrement des champs soit le plus grand possible.

Un bon accord est trouvé entre λ_{APG} expérimentale (1,0741 μm) et λ_{APG} théorique (1,07 μm) pour une interaction entre les deux modes fondamental et harmonique d'ordre 0.

Les caractéristiques des guides qui ont permis la génération de lumière verte à 0,537 μm sont reportées dans le tableau (L12).

Dimensions du cristal	Conditions d'implantation et Traitement thermique	Epaisseur de guide (μm)	Variation d'indice Δn (%)		Pertes (dB) $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$
			Guide	Barrière Optique	
4x4x6 mm ³ Z-cut	(2,5 +2,7) MeV 1,0x2x10 ¹⁶ ions.cm ⁻² (77 K, 0,1 μA) 250°C pendant 1 h	6,3	$\Delta n_{\text{XY}}=+0,05$ $\Delta n_{\text{Z}}=+0,14$	$\Delta n_{\text{XY}}=-1$ $\Delta n_{\text{Z}}=-9$	$\alpha_{\text{XY}}=1,2$ $\alpha_{\text{Z}}=1,4$

Tableau L12 Caractéristiques des guides implantés He^+ pour une efficacité de conversion de 25 % [52]

D'autres auteurs se sont intéressés à l'étude des guides dans le KTP en utilisant une coupe différente de l'échantillon et une énergie d'implantation plus élevée.

Ces travaux issus d'une collaboration entre une équipe chinoise de Shandong et américaine d'Albany ont montré la réalisation de guides d'onde plans dans des substrats de KTP (X-cut) par implantation de He^+ à 3 MeV [53]. Etant données les conditions particulière d'implantation (3 MeV, 2×10^{16} ions.cm⁻² et 700 nA de courant de faisceau helium) un film d'erbium (Er^{3+})

d'épaisseur 500 Å a été déposé sur la surface de l'échantillon afin d'éviter l'accumulation de charge. L'épaisseur obtenue de guide est légèrement plus grande que précédemment (6,7 μm). Par contre, la variation d'indice pour n_Y est beaucoup plus faible (0,52 %).

De nombreux travaux ont été effectués sur des guides de KTP fabriqués par échange ionique et relativement peu sur les guides de KTP implantés. Aussi, certains aspects tels que l'orientation des échantillons et l'étude de leurs propriétés optiques linéaires et non-linéaires demandent des éclaircissements.

Nous nous sommes donc intéressés à la réalisation et à la caractérisation de guides dans des KTP de différentes orientations (Y-cut) et (Z-cut) implantés He^+ . Les effets thermiques sur les propriétés optogéométriques de ces échantillons ont également été étudiés.

Jusqu'à présent, seule l'implantation de He^+ a permis la réalisation de structures guidantes dans KTP. Il nous a semblé intéressant d'utiliser également les ions hydrogène. Nous avons donc procédé à la réalisation de guides par implantation de H^+ dans différentes orientations (Y-cut) et (Z-cut).

Concernant les études en optique non-linéaire, seul le doublage de fréquence a été réalisé dans les guides de KTP implantés He^+ . L'étude des propriétés optiques non-linéaires des structures implantés n'a pas été réalisée. Ainsi, nous proposons une caractérisation optique non-linéaire des échantillons de KTP implantés He^+ et H^+ afin d'examiner l'influence des paramètres d'implantation sur les non-linéarités de nos guides.

CONCLUSION

La dispersion des indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde, les coefficients optiques non-linéaires, en particulier d_{33} et r_{33} , et un seuil de dommage optique élevé font du KTP un matériau de référence pour les applications de doublage de fréquence de faisceaux laser infrarouges et de modulation de phase.

Ses propriétés physiques ont permis aux technologies actuelles la fabrication de guides d'onde plans et canaux générateurs de fréquence.

Plus particulièrement, les dispositifs intégrés de laboratoire incluant des structures guidantes canaux élaborées par échange ionique dans des cristaux Z-cut, ont montré des performances remarquables de doublage de fréquence.

Les guides fabriqués par implantation ionique offrent également des perspectives intéressantes dans ce domaine comme l'a montré l'équipe de P.D. Townsend.

Par cette technique, la coupe du cristal ne semble pas être un handicap pour l'élaboration des régions guidantes.

L'échange et l'implantation ioniques sont deux processus induisant des perturbations structurales physico-chimiques pour le premier, des dommages électronique et nucléaire pour le second. Les matériaux ayant subi un de ces processus peuvent voir leur non-linéarité perturbée.

F. Laurell a montré la perturbation du coefficient d_{33} dans les guides de $\text{KTP}:\text{Rb}^+/\text{Ba}^{2+}$. Nous proposons d'étudier ce second aspect sur nos échantillons et de voir l'influence éventuelle de l'ion implanté sur la non-linéarité du cristal massif.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] J.D. Bierlein and T.D. Gier, *Brevet Américain* 3, 949, 323, 1976.
- [2] F.C. Zumsteg, J.D. Bierlein and T.E. Gier, *J. Appl. Phys.* vol. **47**, n° 11, p. 4980-4985, 1976.
- [3] J.D. Bierlein and C.B. Arweiler, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **49**, p. 15, 1986.
- [4] J.D. Bierlein and H. Vanherzeele, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **6**, n°4, p.622-633, 1989.
- [5] R. Masse and J. Grenier, *Bull. Soc. Fr. Mineral. Cristallogr.*, vol. **94**, p. 437, 1971.
- [6] I. Tordjman, R. Masse and J.C. Guitel, *Z. Kristallogr.* vol. **139**, 103, 1974.
- [7] G. Marnier, *Brevet Français CNRS* n° 2, p. 609-976, 1986.
- [8] G. Marnier, B. Boulanger, B. Menaert, M. Metzger, *Brevet Français CNRS* n° 8, p. 700-811, 1987.
- [9] N.V. Hansen, J. Protas et G. Marnier, *C.R. Acad. Sci. Paris*, 307, série II, 475, 1988.
- [10] J. Mangin, G. Jeandel and G. Marnier, *Phys Stat. Sol. (a)*, vol. **117**, p. 319, 1990.
- [11] G. Marnier, B. Boulanger and B. Menaert, *J. Phys. Condens. Matter* **1**, p. 5509-5513, 1989.
- [12] J. Mangin, A. Khodjaoui and G. Marnier, *Phys Stat. Sol. (a)*, vol. **120**, p. 120, K 11, 1990.
- [13] J.P. Fève, *Thèse de Doctorat*, Université de Nancy I, 1994.
- [14] Fiche technique de KTiOPO_4 , Cristal Laser, 1994.
- [15] X.D. Wang, P. Basseras, R.J.D. Miller and H. Vanherzeele, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **59**, n° 5, p. 519-521, 1991.
- [16] S. Palese, L. Schilling, X.D. Wang, R.J.D. Miller, G. Zhen and D. Brown, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **61**, n° 19, p. 2257-2259, 1992.
- [17] C.A. Ebbers, S.P. Velsko, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **67**, n°5, p.593-595, 1995.
- [18] Y. Chiu, D.D. Stancil, T.E. Schlesinger, W.P. Risk, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **69**, n°21, p. 3134-3136, 1996.
- [19] B. Mohamadou, *Thèse de Doctorat*, Université de Metz, 1993.
- [20] D.A. Kleinman, *Phys. Rev.*, 126, p. 1977, 1962.
- [21] B. Boulanger, J.P. Fève, G. Marnier, B. Menaert, X. Cabriol, P. Villeval, and C. Bonnin, *J. Opt. Soc; Am. B*, vol. **11**, n° 5, p. 750-757, 1994.
- [22] H. Vanherzeele, J.D. Bierlein and F.C. Zumsteg, *Appl. Opt.*, vol. **27**, n° 16, 1988.
- [23] J.Q. Yao and T.S. Fahlen, *J. Appl. Phys.*, vol. **55**, p. 65-68, 1984.

- [24] Y.S. Liu, L. Drafal, D. Dentz and R. Belt, Technical Information Series Rep 82 CRD 016, 1982.
- [25] J.P. Pocholle (LCR-Thomson CSF), *Réunion DRET "ONL pour la conversion de fréquences"*, Paris, 27 mars 1995.
- [26] P.F. Bordui and M.M. Fejer, *Annu. Rev. Mater. Sci.*, vol. **23**, p.321-379, 1993.
- [27] T.A. Driscoll, H.J. Hoffman, R.E. Stone and P.E. Perkins, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **3**, n°5, p. 683-686, 1986.
- [28] T.Y. Fan, C.E. Huang, B.Q. Hu, R.C. Eckardt, Y.X. Fan, R.L. Byer and R.S. Feigelson, *Appl. Opt.*, vol. **26**, n° 12, p.2390-2394, 1987.
- [29] J.J. Zondy, M. Abed and A. Clairon, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **11**, n°10, p. 2004-2015, 1994.
- [30] D. Marcuse, "Integrated Optics", *IEEE Press New York*, 1973.
- [31] L.K. Cheng, J.D. Bierlein and A.A. Ballman, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **58**, n°18, 1937-1939, 1991.
- [32] K.M. Wang, B.R. Shi, N.Cue, Y.Y. Zhu, R.F. Xiao, F. Lu, W. Li and Y.G. Liu, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **73**, n°8, p. 1020-1022, 1998.
- [33] F. Xiong, R.P.H. Chang, M.E. Hagerman, V.L. Kozhevnikov, K.R. Poeppelmeier, H. Zhou, G.K. Wong, J.B. Ketterson and C.W. White, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **64**, n°2, p. 161-163, 1994.
- [34] P.M. Lundquist, H. Zhou, D.N. Hahn, J.B. Ketterson, G.K. Wong, M.E. Hagerman, K.R. Poeppelmeier, H.C. Ong, F. Xiong and R.P.H. Chang, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **66**, n°19, p. 2469-2471, 1995.
- [35] J.D. Bierlein, A. Ferretti, L.H. Brixner and W.Y. Hsu, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **50**, n° 18, p. 1216-1218, 1987.
- [36] M.G. Roelofs, A. Ferretti and J.D. Bierlein, *J. Appl. Phys.*, vol. **73**, n°8, p. 3608-3613, 1993.
- [37] F. Laurell, M.G. Roelofs, W. Bindloss, H.Hsiung, A. Suna and J.D. Bierlein, *J. Appl. Phys.*, vol. **71**, n° 1, 1992.
- [38] C.J. Van der Poel, J.D. Bierlein, J.B. Brown and S. Colak, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **57**, p. 2074-2076, 1990.
- [39] W.P. Risk, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **58**, n° 1, p. 19-21, 1991.
- [40] W.P. Risk, S.D. Lau, R. Fontana, L. Lane and C. Nadler, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **63**, n° 10, p. 1301-1303, 1993.

- [41] F. Laurell, J.B. Brown and J.D. Bierlein, *Appl. Phys.Lett.*, vol. **60**, n° 9, p. 1064- 1066, 1992.
- [42] F. Laurell, J.B. Brown and J.D. Bierlein, *Appl. Phys.Lett.*, vol. **62**, n° 16, p. 1872-1874, 1993.
- [43] F. Laurell, *Elect. Lett.*, vol. **29**, n° 18, p. 1629-1630, 1993.
- [44] D. Eger, M. Oron and M. Katz, *J. Appl. Phys.*, vol. **74**, n°7, p. 4298-4302, 1995.
- [45] D. Eger, M. Oron, M. Katz and A. Zussman, *Appl. Phys.Lett.*, vol. **64**, n° 24, p. 3208-3209, 1994.
- [46] D. Eger, M. Oron, M. Katz and A. Zussman, *Appl. Phys.Lett.*, vol. **77**, n° 5, p. 2205-2207, 1995.
- [47] P.D. Townsend, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, vol. **B 46**, p. 18-25, 1990.
- [48] S. Ould Salem, P. Moretti, K. Wirl et P. Hertel, *J. Optics (Paris)*, vol. **24**, p. 265, 1993.
- [49] P. Moretti, P. Thevenard, K. Wirl, P. Hertel and E. Krätzig, *Ferroelectrics*, vol. **128**, n°13, 1992.
- [50] C. Rosso, P. Moretti, J. Mugnier, D. Barbier and J. Boullot, *Phys. Stat. Sol. (a)*, vol. **139 K**, n° 137, 1993.
- [51] L. Zhang, P.J. Chandler, P.D. Townsend and P.A. Thomas, *Electron. Lett.*, vol. **28**, n° 7, p. 650-652, 1992.
- [52] L. Zhang, P.J. Chandler, P.D. Townsend, Z.T. Alwahabi, S.L. Pityana and A.J. McCaffery, *J. Appl. Phys.*, vol. **73**, n° 6, p. 2695-2699, 1993.
- [53] K.M. Wang, M.Q. Meng, F. Lu, X. Wang, W. Wang, P.J. Ding and Y.G. Liu, *Opt. Com.*, vol. **134**, p. 55-58, 1997.

CHAPITRE II

IMPLANTATION IONIQUE ET TECHNIQUE DE CARACTERISATION DES GUIDES D'ONDE

SOMMAIRE

INTRODUCTION	34
II.1 REALISATION DE GUIDE PAR IMPLANTATION IONIQUE.....	35
II.1.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CONDITIONS D'IMPLANTATION	35
II.1.2 EFFETS DE L'IMPLANTATION	36
<i>a) Les défauts électroniques.....</i>	<i>37</i>
<i>b) Les défauts nucléaires.....</i>	<i>38</i>
II.1.3 LA REPARTITION SPATIALE DES IONS IMPLANTES	39
II.1.4 PHENOMENE DE PULVERISATION DE SURFACE	42
II.1.5 EFFETS SUR L'INDICE DE REFRACTION DU MATERIAU	42
II.1.6 AVANTAGES DE LA TECHNIQUE D'IMPLANTATION	44
II.2 RAPPELS THEORIQUES SUR LA PROPAGATION GUIDEE PLANE	45
II.2.1 CONDITION DE GUIDAGE	45
II.2.2 EQUATION DE DISPERSION DES MODES GUIDES	46
II.2.3 PROPAGATION DANS LES MILIEUX ANISOTROPES BIAXES.....	48
II.3 LA SPECTROSCOPIE DES "LIGNES NOIRES"	51
PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	51
II.4 LA RECONSTRUCTION DU PROFIL D'INDICE	55
CONCLUSION	59
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	60

INTRODUCTION

Nous avons réalisé nos structures guidantes dans KTP par la technique de l'implantation ionique. Celle-ci induit deux zones dans le matériau : la première est guidante, la variation d'indice y est faible voire nulle, la seconde est la barrière optique dans laquelle est observée une décroissance de l'indice de réfraction du matériau localisée à quelques micromètres de la surface.

Comme cette chute d'indice ne suit pas un modèle mathématique connu, la reconstruction du profil d'indice nécessite alors l'utilisation d'outils de simulation à partir de paramètres propres à la zone guidante mesurés expérimentalement.

Ce chapitre s'articule autour de quatre parties.

La première rappelle les effets de l'implantation ionique sur le matériau et les mécanismes permettant d'y créer une barrière d'indice.

Ensuite, quelques notions sur la propagation guidée sont présentées afin de montrer les paramètres spécifiques de la zone guidante que sont les indices effectifs. Ceux-ci sont nécessaires pour la caractérisation optique linéaire des échantillons qui est effectuée par spectroscopie m-lines.

A cet effet, une troisième partie est consacrée à la description et au principe du montage expérimental que nous avons utilisé.

Enfin, nous rappellerons la procédure de reconstruction du profil d'indice en utilisant la méthode WKB inverse.

II.1 REALISATION DE GUIDE PAR IMPLANTATION IONIQUE

II.1.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CONDITIONS D'IMPLANTATION

Implanter des ions dans un matériau nécessite vitesse et énergie ioniques suffisantes pour pénétrer dans le cristal.

Pour cela, un accélérateur de Van de Graaff est utilisé. Ce dispositif est représenté sur la figure (II.1). Les ions sont émis à partir d'une enceinte (notée SOURCE). Ils ont ensuite accélérés et envoyés vers un des bras au bout duquel se trouve l'échantillon. Celui-ci est placé sur un support thermostabilisé en respectant les conditions décrites par la figure ci-dessous.

Les implantations ioniques ont été réalisées en collaboration avec P. Moretti de l'Université de Lyon I.

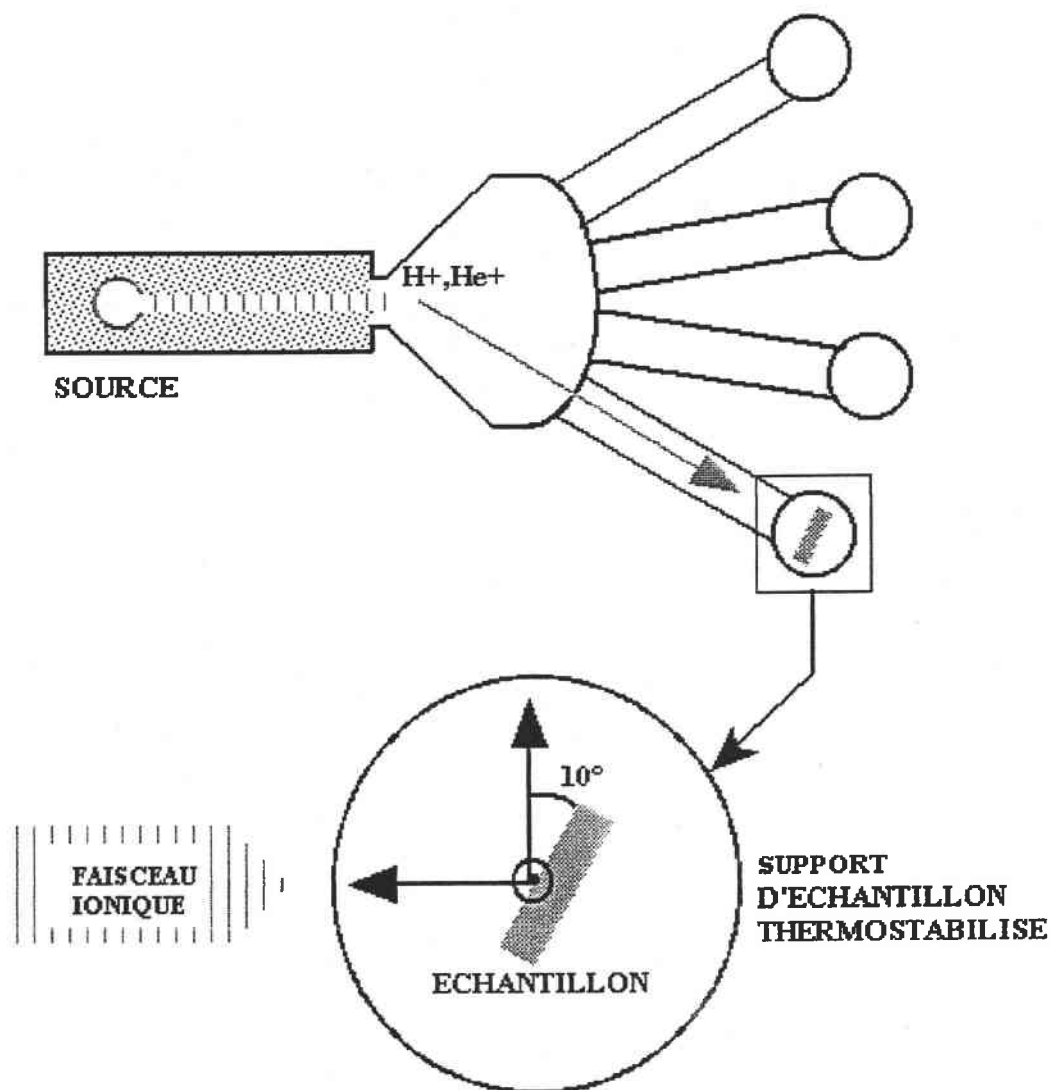


Figure II.1 Accélérateur de Van de Graaff

L'énergie du faisceau ionique peut varier entre 0,2 et 2 MeV environ. La face large de l'échantillon à implanter, monté sur un plateau situé à l'intérieur de la chambre terminale, est exposée au faisceau d'ions (H^+ , He^+). Au cours de l'implantation, la température du support d'échantillon est fixée à 300 K afin d'éviter les effets thermiques. L'angle d'inclinaison de la normale à la face implantée et de la direction du faisceau d'ions est fixé à 10° afin d'éviter des effets de canalisation. Un système de déflexion électrostatique du faisceau permet un balayage de surface de 10 cm^2 et en assure ainsi une homogénéité d'irradiation des échantillons. La taille du faisceau ionique est inférieure à 1 mm.

Nous abordons à présent la description des effets engendrés par l'implantation ionique afin de voir de quelle manière est obtenue la décroissance de l'indice du matériau par rapport à celui de surface.

II.1.2 EFFETS DE L'IMPLANTATION

Lors de l'irradiation, les processus d'interaction entre les ions et la matière se produisent et sont de deux types [1] :

➤ les collisions entre ions et électrons des atomes du matériau cible.

Elles sont du type inélastique.

➤ les collisions nucléaires entre les ions et les noyaux des atomes du matériau cible.

Celles-ci sont de type coulombien.

Au cours de leurs déplacement, les ions perdent de l'énergie par des processus électroniques et nucléaires et sont, de ce fait, ralentis. Ils s'établissent finalement à quelques micromètres de la surface.

La perte d'énergie totale des ions, au cours de leur parcours dans le matériau, est donnée par la somme des pertes électroniques et nucléaires, selon la relation suivante :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{élec}} + \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{nucl}} \quad (\text{II.1})$$

Deux types de défauts sont ainsi créés dans le matériau : électroniques et nucléaires.

a) Les défauts électroniques

Au cours du processus d'implantation, les ions pénètrent dans le cristal à très grande vitesse et ont donc une énergie cinétique importante. Celle-ci est transférée, en partie, aux électrons des atomes constitutifs qui sont alors excités et ionisés. Selon la vitesse de l'ion incident par rapport à celle des électrons cibles dans leurs orbitales atomiques, on peut distinguer deux types d'interaction ions-électrons :

- l'interaction ion-électron à forte énergie
- l'interaction ion -électron à basse énergie

Interaction ion-électron à forte énergie

Ce processus a lieu lorsque la valeur de la vitesse de l'ion incident est supérieure à

$\frac{e^2}{h} = 2,2 \times 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$ (e étant la charge de l'électron ($e = 1,6 \times 10^{19} \text{ C}$) et h la constante de Planck ($h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ J.s}^{-1}$)), une partie de l'énergie est transférée de l'ion incident vers l'électron. H.A. Bethe [2] montre que cette perte d'énergie peut s'exprimer sous la forme :

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{elec.}} = - \frac{a}{E} \ln(b.E) \quad (\text{II.2})$$

où : $E = \frac{1}{2} m V^2$ V et Z : vitesse et numéro atomique de l'ion incident respectivement
 $a = 2\pi e^4 Z^2 N Z_c^2$ N : nombre d'atomes cibles par unité de volume
 $b = \frac{4}{I}$ Z_c : numéro atomique de l'atome cible
I : potentiel moyen d'excitation des ions de la cible

Interaction ion-électron à faible énergie

Ce processus a lieu lorsque la valeur de la vitesse de l'ion incident est inférieure à $2,2 \times 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$, la théorie de L.L.S. (Lindhart, Scharff et Schiott) [3,4] montre que les pertes électroniques par unité de longueur peuvent être données par la relation suivante :

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{elec.}} = \rho K \epsilon^{1/2} \quad (\text{II.3})$$

où :

$$\rho = \frac{(M + M_c)^2}{4\pi N a^2 M M_c}$$

$$\epsilon = \frac{4\pi \epsilon_0 a M_c}{(M + M_c) Z Z_c e^2} E$$

$$a = \frac{a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}$$

$$K = \frac{0,0783 Z^{1/3} Z_c^{2/3} (M + M_c)^{3/2}}{(Z^{2/3} + Z_c^{2/3})^{3/4} M^{3/2} Z_c^{1/2}}$$

a_0 : rayon de l'atome de Bohr (0,529 Å)
 M et Z : masse et numéro atomique de l'ion incident
 M_c et Z_c : masse et numéro atomique de l'atome cible
 N : nombre d'atomes cibles par unité de volume
 x : profondeur de l'ion incident
 e : charge élémentaire de l'électron
 ϵ_0 : permittivité du vide
 Z_1, Z_2 : numéros atomiques de deux particules

Les défauts électroniques par implantation sont créés si certains critères sont réunis [5] :

- La durée de vie de l'excitation électronique doit être de l'ordre de grandeur de la durée correspondant à la fréquence de Debye (10^{13} s^{-1}).
- L'excitation doit être localisée sur un ou plusieurs atomes.
- La possibilité d'un mécanisme de reconversion de l'énergie associée à la recombinaison du système excité, en énergie cinétique pour un atome cible.

b) Les défauts nucléaires

A l'issue de leurs parcours dans le matériau, les ions ralentis entrent en collision, de façon élastique, avec les atomes cibles en les déplaçant. Lindhart et al. [3] ont montré que la perte d'énergie nucléaire s'exprime sous la forme :

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{nucl.}} = \frac{E \rho}{\epsilon x} \left(- \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) \quad (\text{II.4})$$

Les collisions nucléaires mènent à des déplacements d'ions du matériau (défauts de Frenkel) provoquant ainsi des collisions secondaires qui induisent des cascades de déplacement. De nombreux défauts cristallins tels que les lacunes et les défauts interstitiels se forment même dans le cas d'ions H^+ [5].

C'est cet endommagement de type nucléaire qui engendre une variation d'indice négative dans les matériaux cristallins.

II.1.3 LA REPARTITION SPATIALE DES IONS IMPLANTES

La trajectoire suivie par les ions dans le matériau est inconnue. Deux ions ayant initialement la même énergie ne parcourent pas forcément la même distance D dans le matériau comme le montre la figure (II.2) [6].

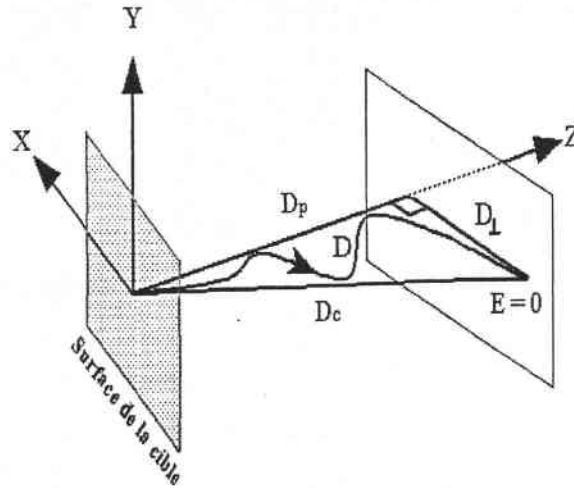


Figure II.2 Parcours d'un ion implanté

D_p : Distance projetée suivant la direction de pénétration de l'ion

$D_{\perp}$: Ecart moyen de la distance

Ceci peut s'expliquer par les déviations de trajectoire subies par les ions au cours des collisions avec les atomes constitutifs du matériau.

Le parcours réel moyen, D , d'un ion d'énergie E dépend de la perte d'énergie totale et est donné, selon la direction de pénétration de l'ion, par l'expression [6] :

$$D = \int_0^E \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{total}}} \quad (\text{II.5})$$

La distribution des ions implantés à la profondeur x du substrat est assimilée à une distribution gaussienne, dans le cas de forte dose ionique (typiquement quelques MeV et 10^{15} ions.cm⁻²) et x valant quelques micromètres. Elle s'écrit en tenant compte de la concentration d'atomes correspondant au maximum de la distribution, N_{max} , de D_p et de ΔD_p (écart-type) sous la forme suivante [7] :

$$N(x) = N_{\max} \cdot \exp \left(- \left(\frac{(x - D_p)^2}{2\Delta D_p^2} \right) \right) \quad (\text{II.6})$$

où :

$$N_{\max} = \frac{C_{\text{ions}}}{\sqrt{2\pi \cdot \Delta D_p}}$$

C_{ions} étant la concentration (ou dose) des ions implantés. Elle traduit le nombre total d'atomes introduits par cm^2 et s'exprime sous la forme :

$$C_{\text{ions}} = \int_0^{+\infty} N(x) \cdot dx \quad (\text{II.7})$$

La détermination de la distribution et de la concentration des ions implantés a nécessité des traitements mathématiques faisant appel à de nombreuses techniques de calcul [8,9].

Actuellement, dans la grande majorité des cas, la simulation théorique de la trajectoire des ions dans le matériau s'effectue à l'aide du programme TRIM (TRansport of Ion in Matter) développé par Biersach et al. [10,11].

Son principe mathématique repose sur la méthode Monte Carlo. Du point de vue statistique, le calcul TRIM considère les événements (chocs) entre une particule en déplacement (ion) et une particule au repos (atome).

Le potentiel utilisé pour décrire ces collisions ions-atomes est appelé potentiel "universel" et a la forme suivante :

$$U(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \cdot \Sigma(r) \quad (\text{II.8})$$

où : r : la distance séparant les deux particules de numéro atomique Z_1 et Z_2 .

$\Sigma(r)$: une fonction d'écrantage du nuage électronique sur les noyaux,

Son expression courante est : $\Sigma(r) = 0,35 \cdot e^{-0,3 \cdot r} + 0,55 \cdot e^{-1,2 \cdot r} + 0,1 \cdot e^{-0,6 \cdot r}$

Pour résumer, la simulation TRIM permet :

d'avoir une idée sur :

- ✧ le profil des ions implantés

de renseigner sur :

- ✧ le profil des atomes déplacés (par ionisation ou par recul)
- ✧ le profil des pertes électroniques et nucléaires
- ✧ le rendement de pulvérisation

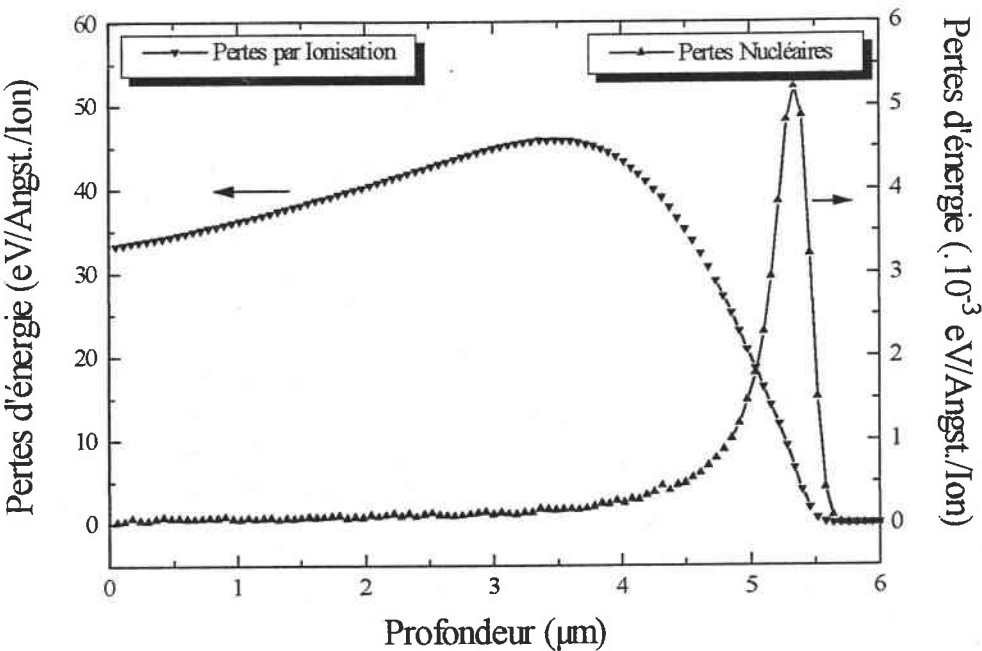


Figure II.3 Profil TRIM des pertes d'énergie, nucléaire et par ionisation pour une implantation d'hélium (He^+) à 2 MeV dans KTiOPO_4

On remarque que les pertes d'énergie par processus électronique sont environ 1000 fois plus important que par collision, 98 % en fait de l'énergie totale du faisceau incident sont perdus par ce processus inélastique. Il faut noter cependant que c'est l'endommagement localisé dû aux collisions qui est responsable de la création d'une barrière optique.

Enfin, la forme du profil de concentration des ions implantés épouse pratiquement celui des pertes nucléaires (il est légèrement décalé vers l'arrière de celui-ci) (figure (II.3)).

II.1.4 PHENOMENE DE PULVERISATION DE SURFACE

Au cours de l'implantation ionique, une dissipation de l'énergie du faisceau ionique se produit à la surface : de nombreux atomes et électrons sont éjectés de la surface du matériau. C'est le phénomène de pulvérisation qui est défini par le rendement de pulvérisation :

$$\rho_{PUL} = \frac{\text{Nombre d'atomes éjectés}}{\text{Nombre d'ions incidents}} \tag{II.9}$$

Ce paramètre dépend de l'énergie et de la masse des ions et de celle des éléments du matériau cible. Ce phénomène est négligeable dans le cas de l'irradiation de matériaux, comme le KTP, par des ions légers, H^+ ou He^+ .

II.1.5 EFFETS SUR L'INDICE DE REFRACTION DU MATERIAU

L'indice de réfraction du matériau peut s'exprimer en fonction des polarisabilités de ses atomes constitutifs. Cette relation peut se mettre sous la forme proposée par Clausius Mossoti [12] :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{1}{3\epsilon_0} \sum_i N_i \alpha_i \tag{II.10}$$

où : n : indice de réfraction du matériau α_i : la polarisabilité des atomes de type i
 ϵ_0 : permittivité diélectrique du vide N_i : nombre d'atomes de type i par unité de volume

L'implantation ionique provoque au niveau macroscopique des changements de densité et au niveau microscopique un changement des polarisabilités des atomes. Ces perturbations entraînent une variation de l'indice de réfraction du matériau [13].

En différenciant l'expression (II.10), on obtient la variation de l'indice de réfraction [1] :

$$\Delta n = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \left(-\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\Delta \chi}{\chi} \right) \tag{II.11}$$

Les termes $\frac{\Delta V}{V}$ et $\frac{\Delta \alpha}{\alpha}$ désignent les variations relatives de volume de la maille élémentaire et de polarisabilité globale du réseau cristallin.

Le terme $\frac{\Delta \chi}{\chi}$ donne l'influence du changement de structure sur le champ cristallin (champ local).

La figure (II.4) résume les aspects principaux de l'implantation ionique.

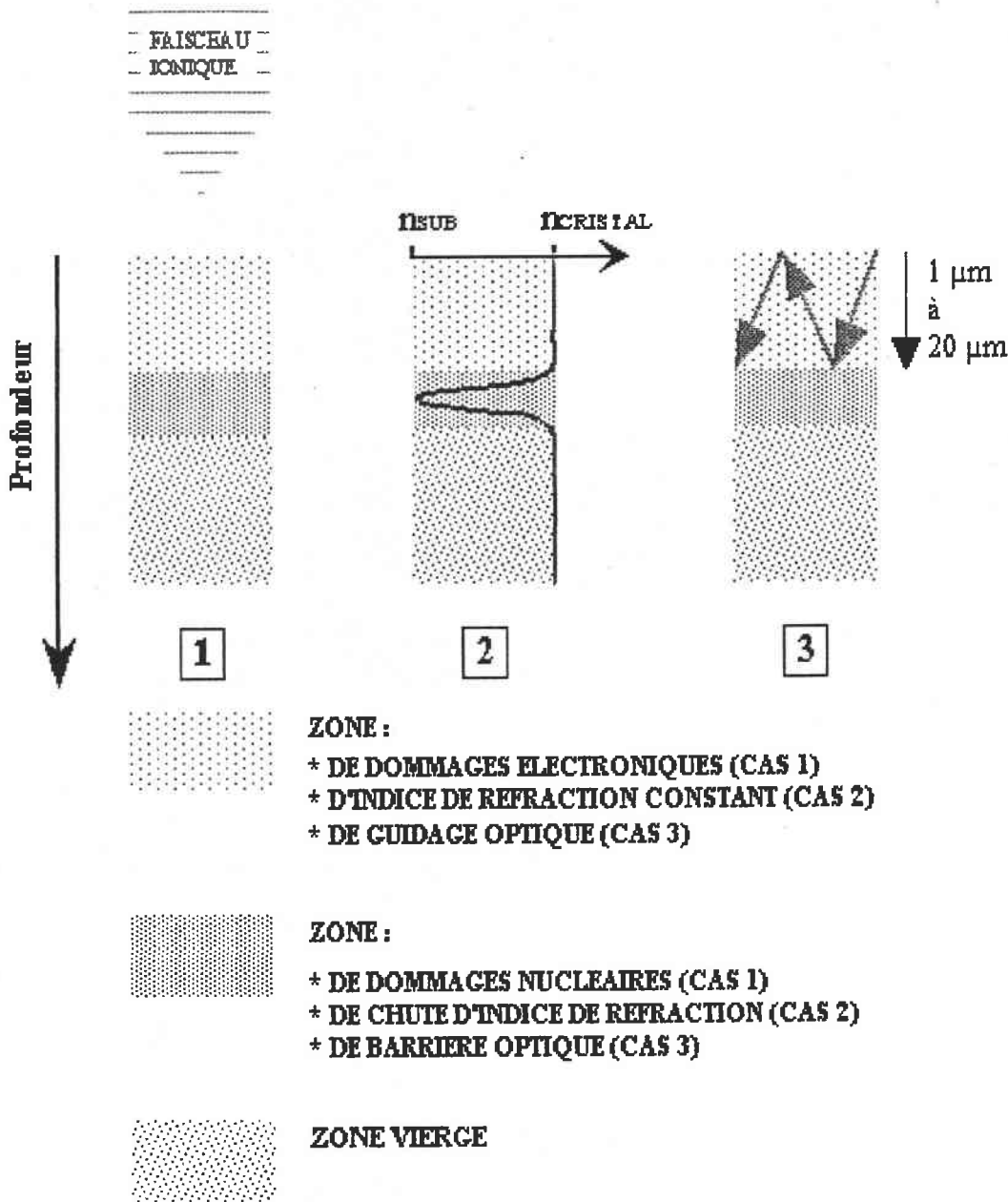


Figure II.4 Effets de l'implantation sur l'indice de réfraction d'un matériau

L'indice de réfraction connaît une chute importante dans la zone d'arrêt des ions, plus exactement, dans la zone d'endommagement nucléaire maximal. Flück et al. [14] et S. Ould Salem [15] ont modélisé les profils d'indice respectivement dans le cas de l'utilisation des ions He^+ et H^+ , en s'appuyant sur les profils d'endommagement nucléaire.

Suivant l'énergie et le type d'ions (He^+ ou H^+) utilisés, des barrières optiques peuvent ainsi être générées à des profondeurs allant de 1 à 20 μm [16].

Entre la surface et la barrière optique (zone guidante) selon les matériaux, les indices considérés et les doses d'implantation utilisées, la variation d'indice induite peut être nulle, positive ou négative. Cette variation reste cependant, en règle générale, faible.

Le profil d'indice ainsi obtenu est souvent à quasi saut d'indice.

II.1.6 AVANTAGES DE LA TECHNIQUE D'IMPLANTATION

Un des avantages majeurs de cette technique est la grande souplesse du contrôle des paramètres d'élaboration : énergie, dose et température. Les guides peuvent être élaborés, contrairement aux autres techniques, à température ambiante voire à basse température.

Ceci est particulièrement intéressant dans le cas des ferroélectriques (SBN , BaTiO_3 , KNbO_3 ...) à bas point de Curie.

a) L'énergie du faisceau ionique permet de contrôler la profondeur d'implantation et de réaliser ainsi des guides d'onde d'épaisseurs variables et très précises.

b) La dose ionique permet de contrôler principalement la hauteur de la barrière optique et peut être connue par mesure de l'intensité du courant du faisceau ionique. En augmentant la largeur de la barrière optique, il est ainsi possible d'améliorer le confinement de l'onde électromagnétique guidée.

c) Il est possible d'implanter des ions de nature différente à plusieurs profondeurs sur un seul matériau cible.

d) En théorie, seuls les ions légers, H^+ et He^+ , peuvent être utilisés. Avec des ions lourds, les zones d'endommagement électronique et nucléaire se retrouvent à $\Delta n < 0$ depuis la surface.

A l'aide d'un accélérateur de type Van De Graaf, il est possible de fabriquer des guides d'onde d'épaisseur bien définie en ajustant l'énergie des ions, pour la profondeur de pénétration, et leur concentration, pour la largeur de la barrière optique.

La simulation par le calcul TRIM donne une idée de la profondeur des ions implantés et de l'épaisseur de la région guidante.

Concernant les mécanismes de guidage optique, nous rappelons à présent quelques notions sur la propagation guidée dans une structure plane.

II.2 RAPPELS THEORIQUES SUR LA PROPAGATION GUIDEE PLANE

II.2.1 CONDITION DE GUIDAGE

Un guide d'onde plan se présente comme une structure à trois milieux diélectriques, homogènes, transparents et supposés non absorbants :

- le superstrat d'indice de réfraction, n_{SUP} (généralement l'air)
- le guide d'indice de réfraction, n_{G}
- le substrat d'indice de réfraction, n_{SUB}

Dans le cas des guides réalisés par implantation ionique, la zone de barrière optique (dommages nucléaires) est celle de faible indice de réfraction ($n_{\text{BO}} = n_{\text{SUB}}$), la région vierge présente un indice de réfraction n_{MNI} égal à l'indice de réfraction du cristal, n_{CRISTAL} (figure (II.5)).

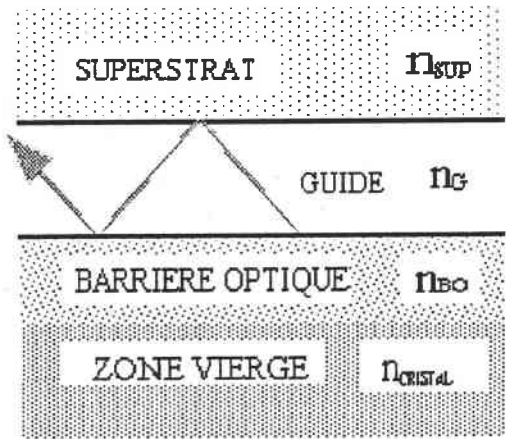


Figure II.5 Structure d'un guide d'onde réalisé par implantation ionique

La condition de guidage optique est réunie lorsque les indices de réfraction satisfont l'inégalité suivante :

$$n_G > n_{SUB} > n_{SUP} \tag{II.12}$$

Dans l'approximation géométrique, le guidage d'une onde lumineuse s'effectue par réflexions totales successives ("zig-zag") sur les interfaces Superstrat-Guide (notation SUP-G en indice) et Guide-Substrat (notation G-SUB en indice).

II.2.2 EQUATION DE DISPERSION DES MODES GUIDES

Le phénomène de réflexion totale décrit simplement par Perez [17] permet de comprendre le guidage optique de la lumière.

On considère k_i et k_r , les vecteurs d'onde des ondes incidente et réfléchie (figure (II.6)).

$$k_i \begin{cases} k_{ix} = k n_G \cos(\theta) \\ k_{iz} = k n_G \sin(\theta) \end{cases} \tag{II.13.1}$$

$$k_r \begin{cases} k_{rx} = -k n_G \cos(\theta) \\ k_{rz} = k n_G \sin(\theta) \end{cases} \tag{II.13.2}$$

où : k est le module du vecteur d'onde dans le vide
 θ est la direction que fait le vecteur d'onde avec la normale à l'interface Guide/Milieu environnant

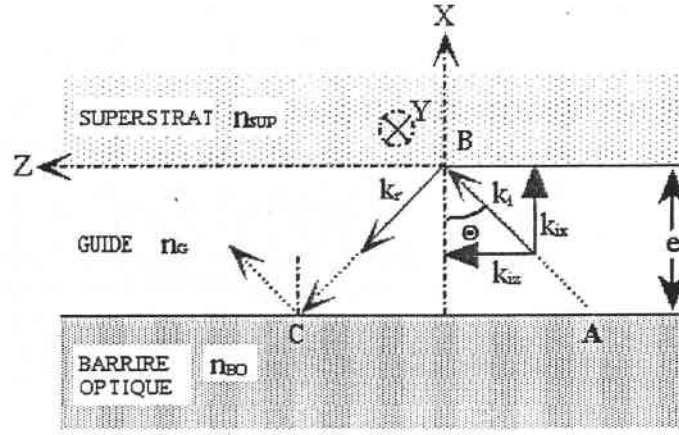


Figure II.6 Représentation du guidage par le rayon optique progressant en "zig-zag"

La pénétration de l'onde incidente dans le milieu d'indice de réfraction n_i entraîne un déplacement latéral, encore appelé décalage de Goos-Hanchen, de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente [18]. Au cours de la propagation de l'onde dans le guide, ces décalages s'ajoutent pour former les déphasages aux interfaces Superstrat-Guide, $\Phi_{\text{SUP-G}}$, et Guide-Substrat, $\Phi_{\text{G-SUB}}$.

De plus, la distance ABC (figure (II.6)) parcourue par l'onde induit un déphasage supplémentaire valant : $2 k e n_G \cos(\theta)$ (e représentant l'épaisseur de guide).

La propagation a lieu lorsque la somme de tous ces déphasages est égale à un multiple entier de 2π . On aboutit ainsi à l'expression de l'équation de dispersion des modes guidés encore appelée équation de dispersion modale, dans le cas d'un guide à saut d'indice :

$$\frac{2\pi}{\lambda} e \sqrt{n_G^2 - n_m^2} = \Phi_{\text{SUP-G}} + \Phi_{\text{G-SUB}} + m\pi \quad (\text{II.14})$$

où : m représente l'ordre du mode de propagation ($m = 0, 1, 2 \dots$)

n_m désigne l'indice effectif du mode guidé d'ordre m

$$\Phi_{\text{G-I}} = 2 \text{Arc tan} \left[\left(\frac{n_G}{n_I} \right)^{2\rho} \left(\frac{n_m^2 - n_I^2}{n_G^2 - n_m^2} \right)^{1/2} \right] \quad \begin{array}{l} \rho = 0 \text{ en TE} \\ \rho = 1 \text{ en TM} \end{array} \quad (\text{II.15})$$

avec $I=\text{SUP}$ ou SUB

Les solutions de cette équation existent dans un milieu défini par les paramètres épaisseur e et indice de réfraction n_G . Ces solutions ne peuvent prendre que des valeurs discrètes. Les indices effectifs n_m étant les indices des modes guidés sont les solutions de l'équation (II.14) tels que :

$$n_m = \frac{k_{yz}}{k} = \frac{k_{yz}}{k} = n_G \sin(\theta_m) \tag{II.16}$$

Ces rappels ont été effectués pour des milieux isotropes. En pratique, les matériaux les plus utilisés en optique non-linéaire sont souvent des matériaux anisotropes. Le KTP étant biaxe, nous nous sommes intéressés à la propagation de l'onde guidée dans ce milieu.

II.2.5 PROPAGATION DANS LES MILIEUX ANISOTROPES BIAXES

Dans ce paragraphe, le milieu d'étude est supposé homogène et linéaire. D'un point de vue cristallographique, les matériaux biaxes appartiennent aux systèmes triclinique, monoclinique et orthorhombique. Tout comme les milieux uniaxes, il existe deux catégories de matériaux :

- ❖ les matériaux biaxes négatifs où : $n_x > n_y > n_z$.
- ❖ les matériaux biaxes positifs où : $n_x < n_y < n_z$.

Dans le cas biaxe, nous choisissons d'écrire le tenseur d'indice de réfraction rapporté à ses axes principaux sous la forme :

$$[n^2] = \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{bmatrix} \tag{II.17}$$

Le KTP étant biaxe positif, nous prendrons : $n_x < n_y < n_z$

Au cours de la caractérisation optique linéaire effectuée dans le chapitre III, la propagation guidée a eu lieu selon la direction des axes principaux.

Le figure (II.7) représente les directions du champ électrique en polarisations TE et TM dans le cas où l'axe principal (OX) est incliné d'un angle θ avec le plan d'incidence (π). Celui-ci est le plan de guidage de l'onde.

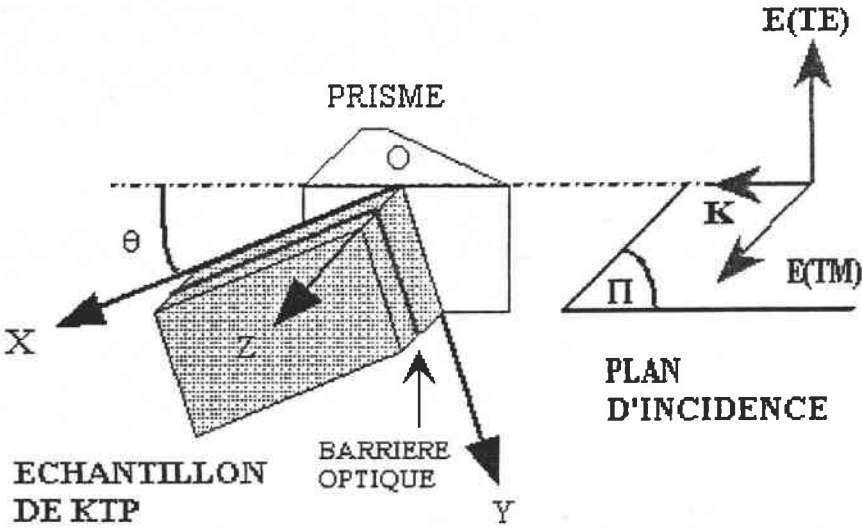


Figure II.7 Configuration géométrique de l'étude des guides de KTP (cas d'un échantillon Z-cut)

Plus généralement, les échantillons sur lesquels a porté cette étude ont des coupes spécifiques : Y-cut et Z-cut, dans notre cas. Nous pouvons déterminer les indices de réfraction rencontrés par l'onde électromagnétique polarisée TE et TM.

Le tableau (II.1) reporte les indices de réfraction pour différentes coupes du cristal et des valeurs particulières de θ .

Valeurs particulières de θ (°)	Polarisation TE			Polarisation TM		
	Coupe du cristal			Coupe du cristal		
	X-CUT	Y-CUT	Z-CUT	X-CUT	Y-CUT	Z-CUT
0	n_z (K//OY)	n_z (K//OX)	n_y (K//OX)	n_x	n_y	n_z
45	$n_y n_z \sqrt{\frac{2}{n_y^2 + n_z^2}}$	$n_x n_z \sqrt{\frac{2}{n_x^2 + n_z^2}}$	$n_x n_y \sqrt{\frac{2}{n_x^2 + n_y^2}}$	n_x	n_y	n_z
90	n_y (K//OZ)	n_x (K//OZ)	n_x (K//OY)	n_x	n_y	n_z

Tableau II.1 Indices de réfraction rencontrés pour différentes coupes de cristal et valeurs particulières de θ

En polarisation TE, l'anisotropie de couche guidante peut être déterminée et son étude sera menée dans le prochain chapitre.

Au cours de ces rappels théoriques, nous avons défini l'équation de dispersion des modes guidés et les termes qui caractérisent le guide : l'épaisseur et les indices effectifs. Dans la plupart des cas, l'évolution de l'indice dans la région guidante est inconnue et ne peut être retrouvée de façon analytique, sauf pour des profils connus d'évolution linéaire ou exponentielle (guide fabriqué par échange ionique) [19].

La connaissance des indices effectifs de guide permet de reconstruire le profil d'indice en utilisant deux méthodes qui seront exposées dans la quatrième partie de ce chapitre. Ces indices effectifs peuvent être mesurés par un dispositif expérimental utilisant la technique du couplage par prisme : la spectroscopie des lignes noires.

II.3 LA SPECTROSCOPIE DES LIGNES NOIRES

PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Celui-ci est représenté sur la figure (II.8).

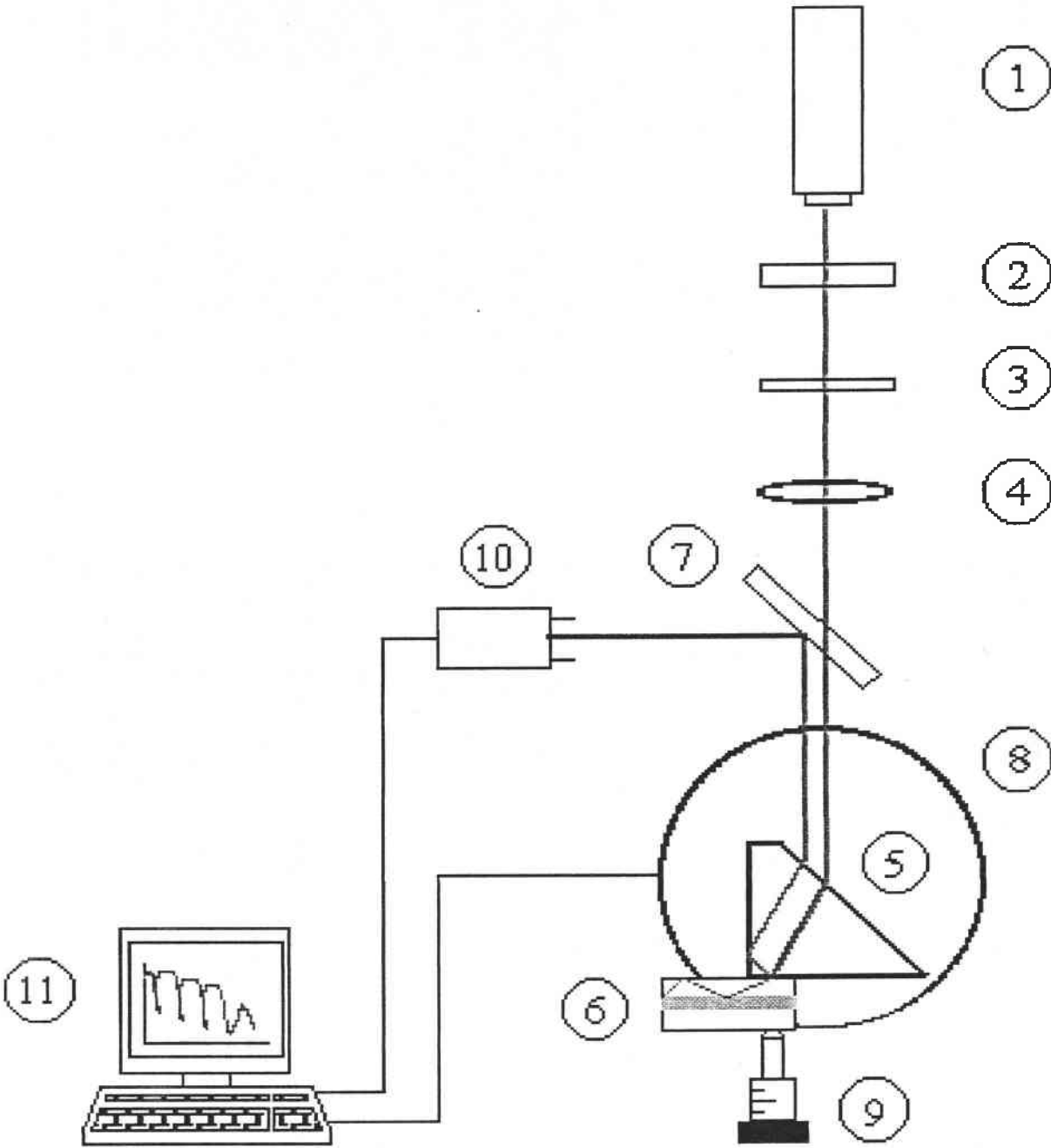


Figure II.8 Dispositif expérimental de la Spectroscopie des Lignes Noires [20]

Le dispositif expérimental comprend les éléments suivants :

- (1) une **source laser He-Ne** émettant à **0,6328 μm** .
- (2) un **polariseur**.
- (3) une **lame $\lambda/2$** permettant la sélection de la polarisation TE ou TM.
- (4) une **lentille** pour la focalisation du faisceau à la base du prisme coupleur.
- (5) un **prisme de couplage**.
Il consiste à injecter le faisceau lumineux dans le guide d'onde (6) à l'aide d'un prisme à haut indice de réfraction.
Dans le cadre de notre étude, nous avons utilisé un prisme de rutil (TiO_2) de paramètres :
 $n_{po} = 2,5832$, $n_{pe} = 2,8652$, $A_p = 45^\circ$.
- (6) l'**échantillon à étudier**.
Les zones blanches supérieures et inférieures sont respectivement la zone guidante et la zone vierge. La zone grise représente la barrière optique.
- (7) une **lame séparatrice** permettant de réfléchir le faisceau réfléchi vers le **photodétecteur** (10)
- (8) un **ensemble** comprenant :
 - un **porte-prisme** monté sur un ensemble goniomètre-translations XYZ.
 - un **indexeur-rotateur** permettant de commander manuellement la rotation du porte-prisme.
 - un **moteur pas-à-pas** piloté par une carte d'acquisition IEEE. La précision angulaire du moteur est de $0,001^\circ$.
- (9) une **vis micrométrique** permettant le contrôle du gap d'air entre le guide et le prisme.
- (10) un **photodétecteur** relié à un amplificateur pour l'acquisition du signal lumineux réfléchi.
- (11) un **PC** permettant l'acquisition des données et le pilotage du banc expérimental.

Cette technique utilise un prisme de haut indice pour coupler la lumière dans le guide.

Le faisceau incident arrivant à la base du prisme est réfracté dans celui-ci. Le faisceau réfracté subit une réflexion totale à la face du prisme en contact avec le guide d'onde. Une onde évanescente est ainsi créée dans le gap d'air et peut pénétrer, par effet tunnel optique, dans la couche guidante. Le transfert d'énergie s'opère si les conditions d'accord de phase sont réalisées entre l'onde évanescente et l'onde guidée : la composante longitudinale du vecteur d'onde évanescente est égale à la constante de propagation de l'onde guidée, $\beta_m = k \cdot n_m$.

Dans ce cas, un mode guidé est excité et il y a propagation guidée de l'onde lumineuse.

L'observation du faisceau réfléchi permet de savoir si le transfert d'énergie s'effectue de façon optimale de l'onde incidente vers le mode guidé (figure (II.9)).

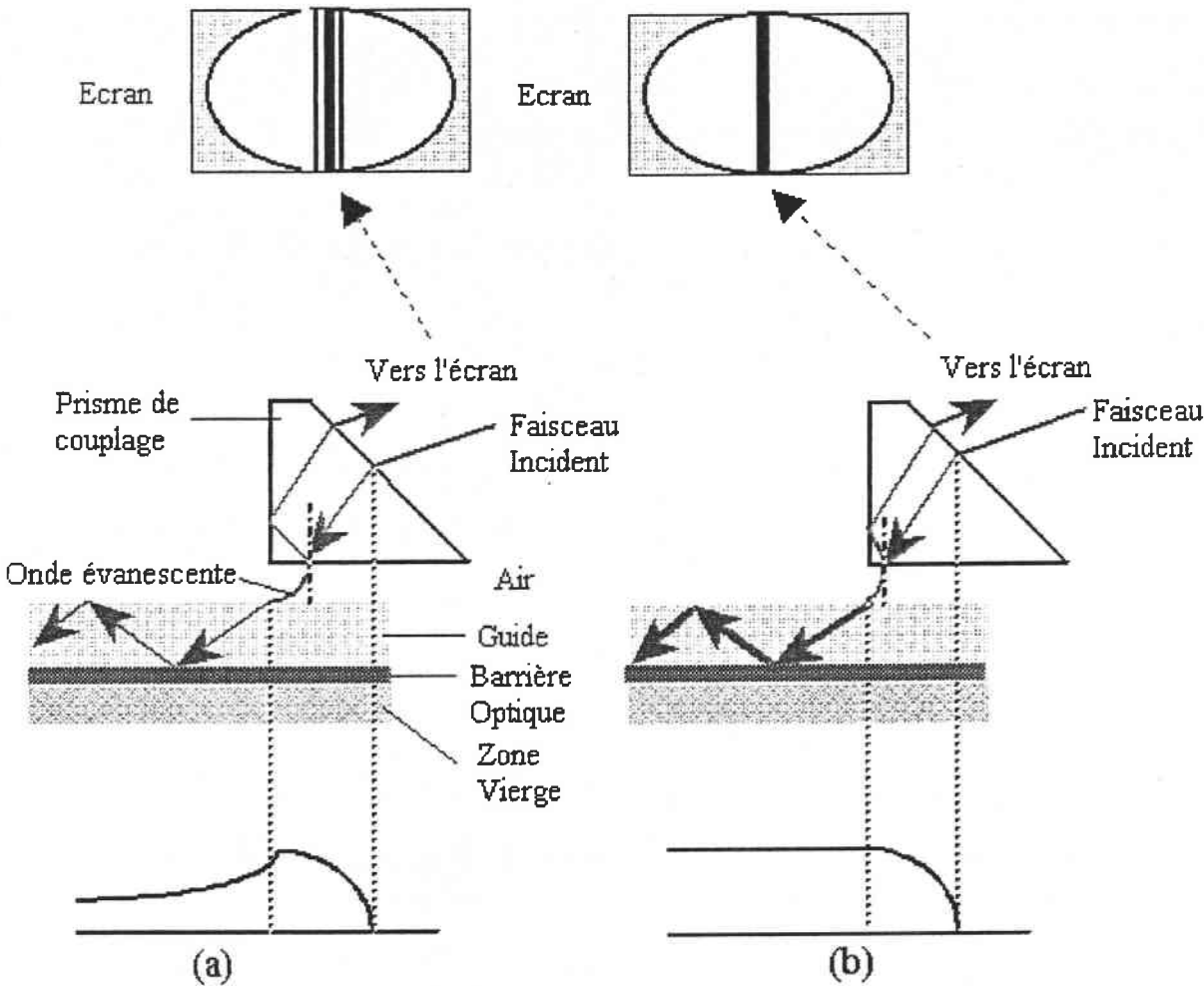


Figure II.9 Répartition de l'intensité dans la couche guidante
(a) Point de couplage éloigné de l'angle droit du prisme : onde guidée découplée.
(b) Point de couplage proche de l'angle droit du prisme : transfert optimal de l'énergie.

Le cas (a) de la figure (II.9) montre une ligne noire accompagnée d'une ligne brillante qui provient du découplage de l'onde dans le prisme. Dans le cas (b), le couplage a lieu de façon optimale : l'onde n'est pas découplée.

Ainsi, on peut observer une ou plusieurs lignes noires correspondant aux modes excités dans le guide.

Cela se traduit par des minima de réflectivité donnant les angles d'excitation α_m des modes guidés permettant de calculer les indices effectifs, n_m , à partir de la relation :

$$n_m = n_p \sin \left[A_p - \sin^{-1} \left(\frac{\sin(\alpha_m)}{n_p} \right) \right] \tag{II.18}$$

où : n_p : l'indice de réfraction du prisme
 A_p : l'angle au sommet du prisme
 α_m : l'angle externe entre la normale à la face du prisme et la direction du faisceau incident (figure (II.10)).

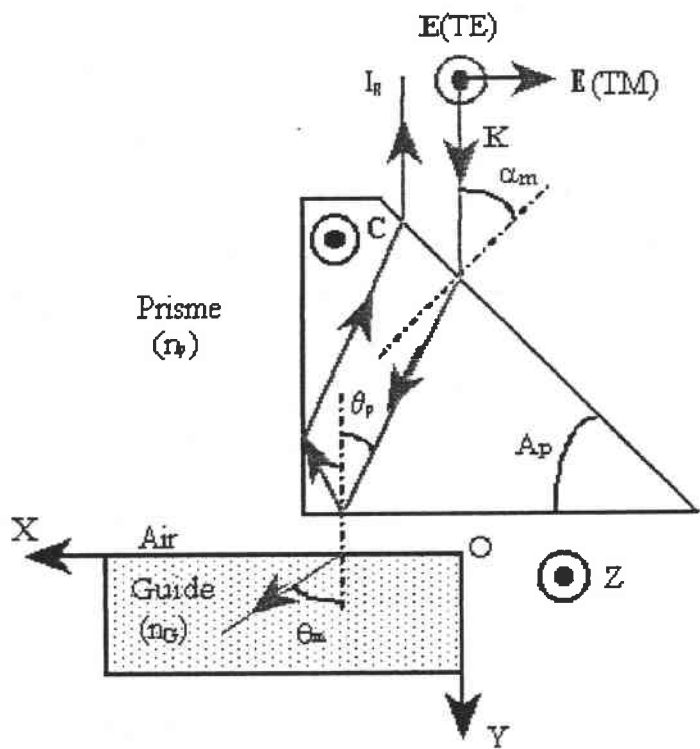


Figure II.10 Configurations géométriques en spectroscopie m-lines

Les axes (OX), (OY) et (OZ) représentent les axes principaux du cristal.

Les indices effectifs mesurés par spectroscopie des lignes noires permettent alors la reconstruction du profil d'indice de guide. Pour reconstruire les profils d'indice de nos échantillons, nous avons utilisé la méthode WKB inverse.

II.4 RECONSTRUCTION DU PROFIL D'INDICE

Les guides réalisés par implantation ionique ont généralement un profil de guide à faible gradient d'indice (figure (II.11)).

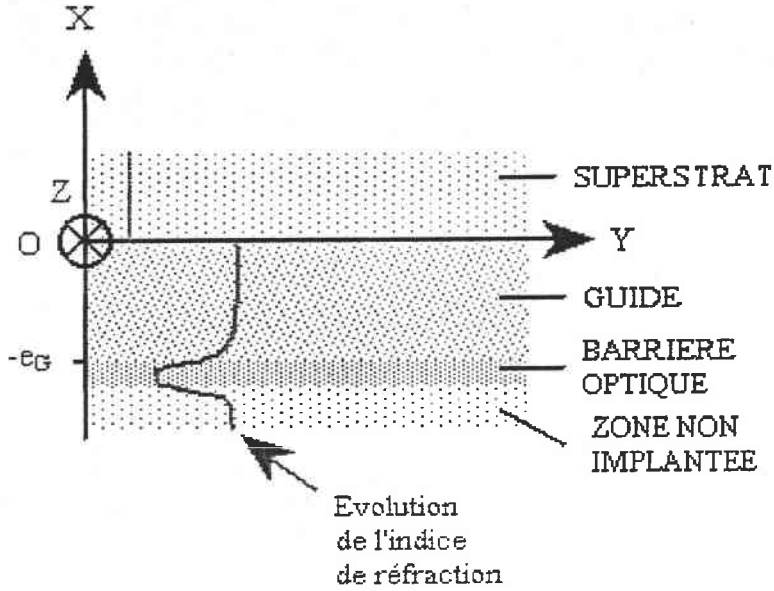


Figure II.11 Forme du profil dans une structure guidante réalisée par implantation ionique-

Nous avons utilisé la méthode WKB inverse car celle-ci a été développée au laboratoire et a permis de reconstruire des profils d'indice fidèles et satisfaisants [21,22].

Nous donnons à présent les étapes principales de la procédure de simulation du profil d'indice.

Elle consiste à déterminer, d'une part, une fonction n_m dépendant de l'ordre des modes guidés $n_m = n_m(m)$ et, d'autre part, l'épaisseur correspondante x_m par un calcul itératif.

La fonction n_m est obtenue par une interpolation polynomiale de Lagrange. Le couple $(x_m, n_m(m))$ ainsi formé permet de déduire l'allure du profil d'indice en fonction de l'épaisseur x .

Dans le cas d'un profil d'indice quelconque $n(x)$, l'équation de dispersion modale a la forme suivante :

$$k \int_0^{x_T} \left(n^2(x) - n_m^2 \right)^{1/2} dx = m\pi + \Phi_{\text{SUP-G}} + \Phi_{\text{G-SUB}} \tag{II.19}$$

En tenant compte des hypothèses de départ qui sont :

❖ n est une fonction continue par morceaux, décroissante et lentement variable.

Ses caractéristiques sont données dans le tableau ci-dessous :

x	0	e
n	n_{max}	n_{min}



A la surface du guide ($x=0$), la fonction n est supposée maximale donc : $n(0) = n_{\text{max}} = n_0$. Elle est minimale en $x=e$ (e étant l'épaisseur de guide) : $n(e)=n_{\text{min}}$.

❖ En considérant l'approximation géométrique, les valeurs des déphasages aux interfaces

Superstrat-Guide et Guide-Substrat sont respectivement : $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{4}$.

L'expression (II.19) devient alors :

$$\int_0^{x_T} \left(n^2(x) - n_m^2 \right)^{1/2} dx = \frac{(4m-1)}{8} \lambda \tag{II.20}$$

où x_T est la position du point tournant.

ou encore, en utilisant la sommation :

$$\sum_{k=1}^m \int_0^{x_m} \left(n^2(x) - n_m^2 \right)^{1/2} dx = \frac{(4m-1)}{8} \lambda \tag{II.21}$$

La position des points de rebroussement x_m peut alors être déduite des intégrales de l'équation (II.21). La sommation permet d'utiliser un développement de Taylor au premier ordre au voisinage du point tournant et d'écrire $n(x)$ sous la forme :

$$n(x) = n_k + \frac{(n_{k-1} - n_k)}{(x_{k-1} - x_k)}(x - x_{k-1}) \text{ avec } x_{k-1} \leq x \leq x_k \text{ et } k \in \mathbb{N}^+ \quad (\text{II.22})$$

De plus, la continuité par morceaux de la fonction n permet de dire que cette dernière est linéaire entre deux point successifs x_{k-1} et x_k . Sa valeur est alors la suivante :

$$n(x) = \frac{n_{k-1} + n_k}{2} \text{ pour } x_{k-1} \leq x \leq x_k \quad (\text{II.23})$$

En introduisant cette valeur dans l'équation de dispersion (II.21), on obtient la relation de récurrence :

$$x_m = x_{m-1} + \frac{3}{2} \lambda \left(\frac{n_{m-1} + 3n_m}{2} \right)^{-1/2} (n_{m-1} - n_m)^{-1/2} Q_m \quad (\text{II.24})$$

où :

$$Q_m = \left\{ \frac{4m-1}{8} + \frac{2}{3} \sum_{k=1}^{m-1} \left(\frac{n_{k-1} + n_k}{2} + n_m \right)^{1/2} \left(\frac{x_{k-1} - x_k}{n_{k-1} - n_k} \right) \left((n_{k-1} - n_m)^{3/2} - (n_k - n_m)^{3/2} \right) \right\}$$

définie par les conditions initiales : $x_1 = \frac{9}{16} \left(\frac{n_0 + 3n_1}{2} \right)^{-1/2} (n_0 - n_1)^{-1/2}$ et $x_0 = 0$

Le profil d'indice peut être alors reconstruit à partir des indices effectifs mesurés en utilisant une valeur adéquate de l'indice de surface $n(0)$.

La méthode WKB inverse est adaptée pour des guides d'onde présentant une distribution d'indice de forme voisine d'une marche d'escalier ("quasi-step index"). Les guides élaborés par la technique de l'implantation ionique rentrent dans cette catégorie.

Il existe d'autres méthodes de reconstruction du profil d'indice telles que la méthode numérique et celle de la réflectivité.

Cette dernière a été développée par Chandler et Lama [23], puis optimisée par Mathey et al. [24].

Partant d'une structure multicouches Prisme/N Couches, son principe est basé sur le calcul du coefficient de réflexion à l'interface Prisme/Couche 1.

La réflectivité calculée dépend alors de l'indice effectif n_m ou de l'angle externe α_m . En tenant compte des coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel du prisme, on aboutit à une nouvelle expression théorique de la réflectivité. L'ajustement des spectres angulaires des modes guidés avec ce modèle précédent permet de déduire la forme de la distribution de l'indice dans la région guidante et la barrière optique.

Nous avons rappelé les bases théoriques qui nous permettront de caractériser les guides de KTP réalisés par implantation ionique. La caractérisation de ces échantillons sera l'objet du prochain chapitre.

CONCLUSION

L'implantation ionique permet de créer une barrière optique à quelques micromètres de la surface de l'échantillon.

Par le contrôle de l'énergie du flux ionique et la dose ionique, des structures guidantes d'épaisseurs de guide précises peuvent être réalisées. La simulation TRIM donne la répartition des dommages induits par les ions lors de leur parcours dans le matériau et donne une idée de la profondeur à laquelle les ions sont localisés.

Les rappels théoriques effectués sur la propagation guidée plane ont permis de définir l'équation de dispersion des modes guidés et leurs indices effectifs. Ceux-ci sont déterminés de façon expérimentale par spectroscopie m-lines. A partir de ces valeurs, le profil d'indice de nos guides est reconstruit par la méthode WKB inverse.

Les résultats expérimentaux obtenus sur les KTP implantés H^+ et He^+ sont présentés et discutés dans le prochain chapitre.

 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] P.D. Townsend, P.J. Chandler and L. Zhang, "Optical Effects of Ion Implantation", *Cambridge University Press*, 1994.
- [2] H.A. Bethe, *Z. Physik*, vol. **76**, 293, 1938.
- [3] J. Lindhart, M. Scharff, *Phys Rev.*, vol. **124**, 128, 1961.
- [4] J. Lindhart, M. Scharff, H.E. Schiott, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk*, vol. **33**, n°1, 1963.
- [5] S. Ould Salem, B. Canut, P. Moretti, J. Meddeb, S. Ramos and P. Thevenard, *Radiat. Eff. Defects Solids*, vol. **136**, p. 103-109, 1995.
- [6] P.N. Favennec (CNET-ENST), "L'Implantation Ionique pour la Microélectronique et l'Optique", *Edition Masson*, 1993. .
- [7] K.B. Winterbon, 'Ion Implantation Range and Energy, Deposition Distribution', vol. **2**, *I.F.I. Pleuman Data Company Edition*, 1975.
- [8] I. Manning, G.P. Mueller, *Comp. Phys. Comm.*, vol. **7**, 85, 1974.
- [9] C.C. Narthediff and R.F. Schilling, *Nucl. Data Tables*, vol. **7**, 233, 1970.
- [10] J.P. Biersach, L.G. Haggmark, *Nucl. Instr. Meth.*, vol. **174**, p. 257, 1980.
- [11] J.P. Biersach, J.F. Ziegler, U. Littmark, vol. **1**, *Pergamon Press New York Edition*, 1985.
- [12] C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", *J. Wiley and Sons*, 1953.
- [13] G. Götz, "Optoelectronic materials" in "Ion beam modification of insulators", *Editors P. Mazzoldi, G. N. Arnold, Elsevier*, 1987.
voir aussi : P.D. Townsend, *Rev. Prog. Phys.*, vol. **50**, p. 501, 1987.
- [14] D. Flück, D.H. Jundt, P. Günter, M. Fleuster and C. Buchal, *J. Appl. Phys.*, vol. **74**, n° 10, p. 6023-6031, 1993.
- [15] S. Ould Salem, *Thèse de Doctorat*, Université de Lyon I, 1995.
- [16] P. Moretti, P. Thevenard, K. Wirl and P. Hertel, *Mater. Res. Symp. Proc.*, vol. **242**, p. 323, 1992.
- [17] J. P. Perez, R. Carles et R. Fleckinger, "Electromagnétisme : Fondements et Application", *Edition Masson*, 1996.
- [18] P. Yeh, "Optical Waves in Layered Media", *John Wiley and Sons Edition*, 1988.
- [19] Wit, "Electromagnetic Waves in Stratified Media", *Pergamon Press Edition*, 1970.
- [20] A. Boudrioua, *Thèse de Doctorat*, Université de Metz, 1996.
- [21] J.M. White and P.F. Heidrich, *Appl. Opt.*, vol. **15**, n°1, 152, 1976.
- [22] K.S. Chiang, *J. Lightwave Technol.*, **LT 3**, p. 385, 1985.

[23] P.J. Chandler and F.L. Lama, *Optica Acta*, vol. **33**, n° 2, p. 127-143, 1986.

[24] P. Mathey, P. Jullien and J.L. Bolzinger, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **12**, n° 9, p. 1663-1670, 1995.

CHAPITRE III

CARACTERISATION OPTIQUE LINEAIRE DES GUIDES D'ONDE PLANS DE KTiOPO_4

SOMMAIRE

INTRODUCTION	62
III.1 ELABORATION ET CARACTERISATION OPTIQUE LINEAIRE DES ECHANTILLONS DE KTP (Z-CUT).....	63
III.1.1 CONDITIONS D'IMPLANTATION	63
III.1.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	63
a) Etude de $KTP:H^+$	63
b) Etude de $KTP:He^+$	64
c) Etude de l'anisotropie de guides de KTP implantés He^+	76
III.2 ELABORATION ET CARACTERISATION OPTIQUE LINEAIRE DES ECHANTILLONS DE KTP (Y-CUT)	81
III.2.1 ETUDE DE KTP IMPLANTE He^+	81
a) Conditions d'implantation.....	81
b) Résultats expérimentaux	82
III.2.2 ETUDE DE KTP IMPLANTE H^+	93
a) Conditions d'implantation.....	94
b) Résultats expérimentaux	94
III.3 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA TEMPERATURE ET DE LA DUREE DU TRAITEMENT THERMIQUE SUR LES PARAMETRES OPTOGEOMETRIQUES DU GUIDE.....	101
III.3.1 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DU TRAITEMENT THERMIQUE.....	101
a) Excitation n_z	101
b) Excitation n_y	104
III.3.2 INFLUENCE DE LA DUREE DU TRAITEMENT THERMIQUE.....	106
a) Excitation n_z	107
b) Excitation n_y	109
III.4 EVALUATION DES PERTES OPTIQUES	111
CONCLUSION	114
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	115

INTRODUCTION

La caractérisation optique linéaire constitue l'étape de base pour toute étude en vue d'utiliser des composants optiques intégrés dans des dispositifs pratiques.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de la caractérisation de guides de KTP en fonction de la coupe du cristal et des paramètres d'implantation : ions, énergie et dose.

La seconde partie sera consacrée à l'étude des effets du recuit thermique après implantation.

Dans une dernière partie, nous donnerons une estimation des pertes mesurées.

III.1 ELABORATION ET CARACTERISATION OPTIQUE
LINEAIRE DES ECHANTILLONS DE KTP (Z-CUT)

III.1.1 CONDITIONS D'IMPLANTATION

Les mécanismes d'implantation ayant été évoqués au cours du second chapitre, nous rappelons ici les conditions d'implantation de l'échantillon de KTP (Z-cut) donnés dans le tableau (III.1).

Coupe et taille de l'échantillon	Paramètres d'implantation		
	Ions	Energie (MeV)	Dose ionique ($\times 10^{16}$ ions.cm ⁻²)
Z-cut (6,87 × 9,95 × 2,08) mm ³	H ⁺	E = 1,5	D _{H⁺} = 3
	He ⁺	E = 2	D _{He⁺} = 1

Tableau III.1 Conditions d'implantation des ions H⁺ et He⁺ dans KTP (Z-cut)

III.1.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

a) Etude de KTP (Z-cut) : H⁺

Les essais expérimentaux sur les échantillons implantés protons n'ont pas révélé l'existence de lignes noires ni qualitativement, ni quantitativement.

Deux hypothèses peuvent être avancées pour expliquer l'absence de barrière optique.

La première est que l'endommagement créé, dans les conditions d'implantation utilisées, est insuffisant. La seconde est l'existence d'un phénomène de canalisation des protons très important lors de l'irradiation de la face Z-cut du KTP, compte tenu de sa structure cristalline. Comme nous l'avons vu au cours du chapitre I, il existe dans le KTP des canaux dans la direction de l'axe polaire c.

Le parcours projeté des ions serait alors augmenté de façon significative, repoussant ainsi l'endommagement nucléaire à une plus grande profondeur que celui attendu par le calcul TRIM. Dans ce cas, on aurait d'ailleurs vraisemblablement une plus grande dispersion longitudinale des ions, conduisant aussi à un plus faible endommagement local (nombre d'ions déplacés par unité de volume plus faible).

Pour conforter l'une ou l'autre de ces hypothèses, d'autres études plus systématiques doivent être effectuées :

- Implantation dans des cristaux de coupes différentes
- Etudes détaillées en fonction de la dose et de l'énergie
- Etude angulaire du taux de décanalisation des ions H^+ par une surface Z-cut de KTP par analyse RBS (Rutherford Back.Scattering) effectuée en géométrie de canalisation.

b) Etude de KTP (Z-cut) : He^+

L'étude de cet échantillon a constitué les premières investigations de ce travail.

Elle est particulièrement intéressante car elle nous a permis de comprendre la propagation d'ondes guidées dans le KTP et de discuter des outils mathématiques pour analyser les résultats.

Les spectres angulaires des modes guidés, obtenus par spectroscopie "m-lines" sont représentés ci-dessous.

La rotation de l'axe (OY) de l'échantillon autour de l'axe (OZ) permet de rencontrer l'indice n_x (90°) ou n_y (0°) en utilisant la polarisation TE.

On constate que les creux de réflectivité observés sur les spectres obtenus en polarisation TE (figures (III.1) et (III.2)) indiquent un faible confinement de la lumière.

Cette difficulté d'excitation des modes guidés pourrait s'expliquer par d'importantes pertes par effet tunnel. Ce comportement a déjà été mis en évidence dans d'autres matériaux tels que LiNbO_3 implanté He^+ [1] ou LTB ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$) implanté H^+ [2].

Sur ces figures, il est difficile de distinguer les modes guidés des modes de substrat.

En comparaison avec les spectres TE, la figure (III.3) montre le spectre angulaire obtenu en TM. Les modes guidés y sont mieux confinés. Les pertes par diffusion à travers la barrière optique semblent donc moins importantes qu'en polarisation TE.

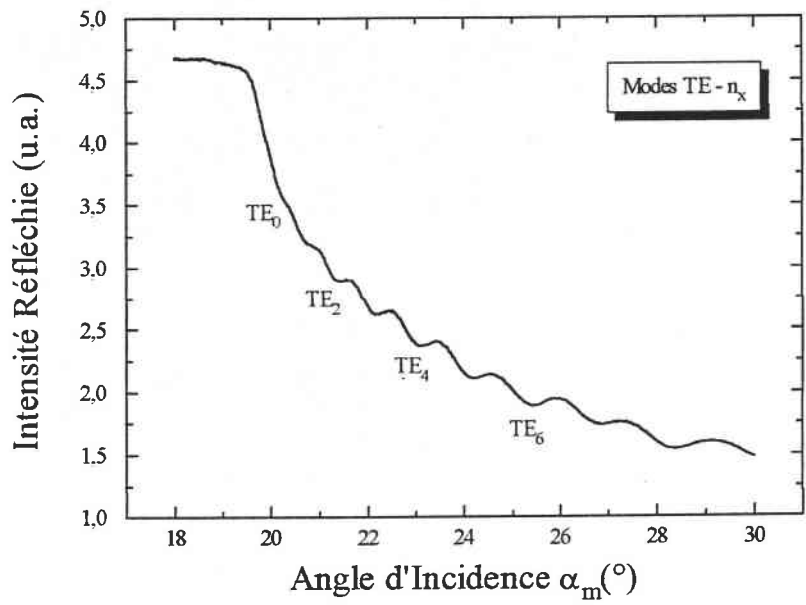


Figure III.1 Spectre angulaire des modes guidés (TE) de n_x
(Propagation selon l'axe OY)

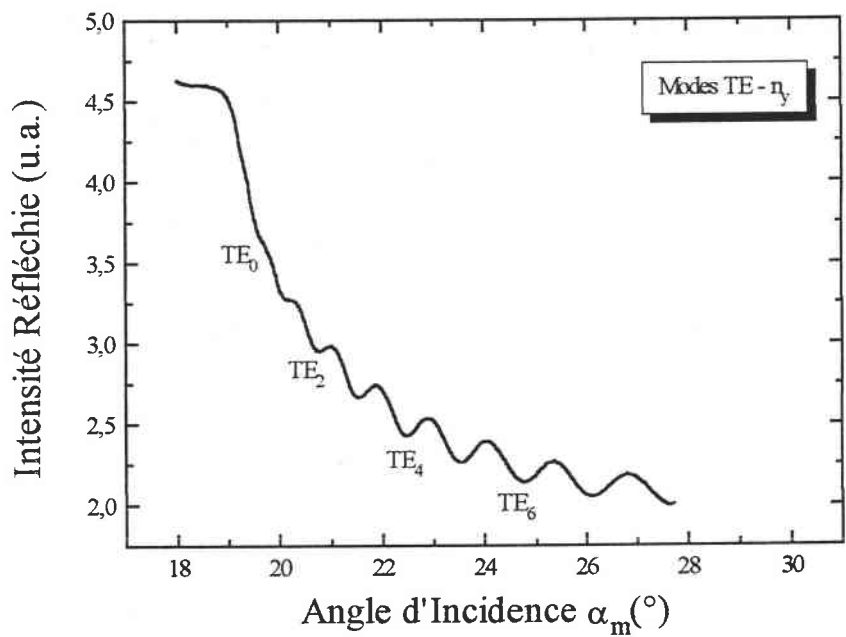


Figure III.2 Spectre angulaire des modes guidés (TE) de n_y
(Propagation selon l'axe OX)

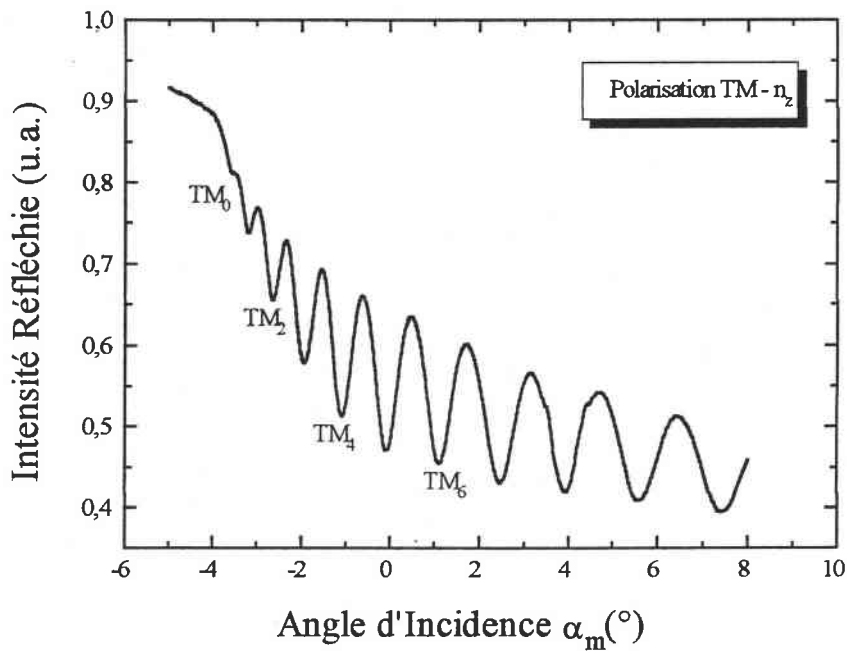


Figure III.3 Spectre angulaire des modes guidés (TM) de n_z
(Propagation selon l'axe OX)

Les indices effectifs sont déterminés à partir des angles d'excitation des modes guidés α_m correspondant aux minima de réflectivité à l'aide de la relation :

$$n_m = n_p \sin \left(A_p - \sin^{-1} \left(\frac{\sin(\alpha_m)}{n_p} \right) \right) \tag{III.1}$$

où : n_p et A_p désignent les indice de réfraction et angle au sommet du prisme de couplage.

Les indices effectifs mesurés sont comparés avec ceux calculés. La détermination des indices effectifs théoriques est fondée sur la résolution par itération de l'équation de dispersion des modes guidés rappelée au cours du chapitre II.

	Ordre du mode (m)	n_m expérimentaux	n_m théoriques	$n_{m\text{-exp.}} - n_{m\text{-th.}}$
n_x	0	1,7624	1,7624	-0,0000
	1	1,7574	1,7592	-0,0018
	2	1,7514	1,7539	-0,0025
	3	1,7439	1,7464	-0,0025
	4	1,7343	1,7367	-0,0024
	5	1,7221	1,7248	-0,0027
	6	1,7078	1,7109	-0,0031
	7	1,692	1,6948	-0,0028
	8	1,6745	1,6774	-0,0029
n_y	0	1,7717	1,7717	-0,0000
	1	1,7671	1,7685	-0,0014
	2	1,7602	1,7632	-0,0030
	3	1,7517	1,7557	-0,0040
	4	1,7417	1,7461	-0,0044
	5	1,7299	1,7343	-0,0044
	6	1,7159	1,7203	-0,0044
	7	1,6992	1,7043	-0,0051
	8	1,6812	1,6865	-0,0053
n_z	0	1,8638	1,8639	-0,0001
	1	1,8591	1,8605	-0,0014
	2	1,8522	1,8549	-0,0027
	3	1,8436	1,8471	-0,0035
	4	1,8331	1,8370	-0,0039
	5	1,8206	1,8246	-0,0040
	6	1,806	1,8100	-0,0040
	7	1,7891	1,7932	-0,0041
	8	1,7704	1,7748	-0,0044

Tableau III.2 Indices effectifs expérimentaux et théoriques de n_x , n_y et n_z

Elle consiste à traiter les paramètres n_x , n_y , n_z et l'épaisseur de guide comme des paramètres libres. La première étape de la procédure de calcul consiste à utiliser l'épaisseur qui est donnée par le maximum du profil d'endommagement (calcul TRIM). Les valeurs des indices n_x , n_y et n_z sont celles de la littérature : 1,7628, 1,7716 et 1,8639.

Puis, l'épaisseur de guide est ajustée afin d'obtenir le meilleur accord entre les indices effectifs mesurés et calculés des modes d'ordres les plus faibles. L'épaisseur obtenue dans ce cas est 5,2 μm . Cette valeur est utilisée pour la simulation de tous les indices effectifs théoriques.

Les indices effectifs expérimentaux et théoriques des huit premiers modes guidés ainsi que leur écart sont présentés dans le tableau (III.2). Nous constatons un bon accord entre les valeurs mesurées et calculées.

Le profil d'indice de la région guidante est reconstruit par la méthode WKB inverse à partir des valeurs des indices effectifs mesurés. Bien que cette méthode donne une estimation de la position de la barrière optique, elle permet de reconstruire des profils d'indice relativement fidèles et satisfaisants. Les profils d'indice simulés et d'endommagement nucléaire sont représentés sur la figure (III.4). La variation d'indice est prise par rapport à l'indice du cristal donné dans la littérature. La forme des profils obtenus est celle de guide à faible variation d'indice.

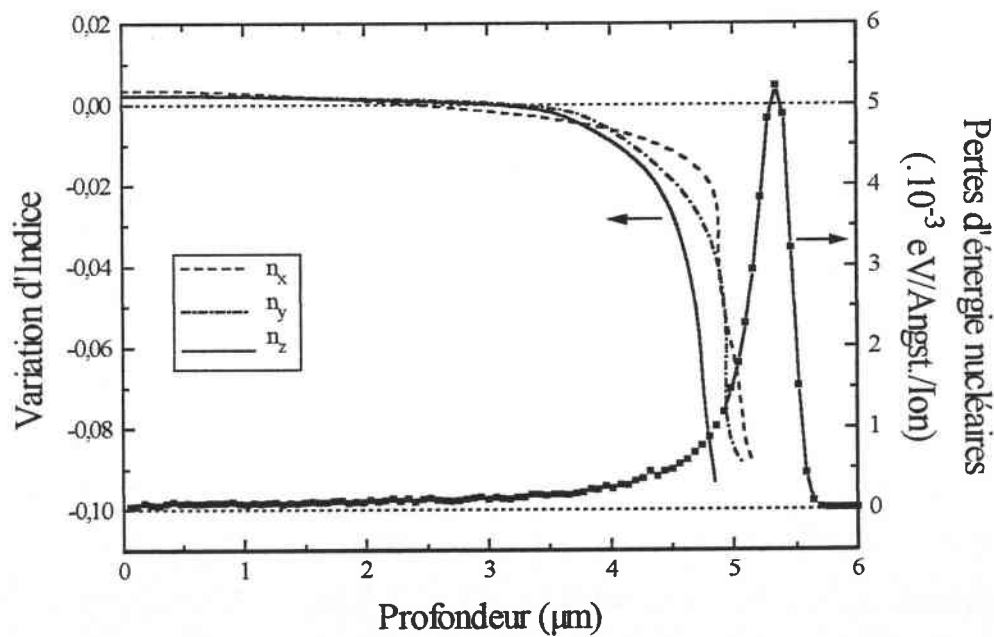


Figure III.4 Profils d'indice et d'endommagement nucléaire obtenus dans KTP (Z-cut) implanté He^+

Nous remarquons sur cette figure un décalage entre la position des minima des profils d'indice (barrières optiques) et celle du maximum du profil d'endommagement. Ce léger écart est probablement imputable au fait que ce calcul simule les pertes nucléaires lors des collisions des ions implantés avec les atomes constitutifs du matériau et qu'il utilise des approximations.

La position des barrières optiques permet de déterminer l'épaisseur de guide.

Nous constatons que les trois profils d'indice sont pratiquement identiques. On note une faible augmentation des indices à la surface des guides par rapport aux valeurs du matériau.

Celle-ci pourrait être due, soit à l'utilisation de la méthode de reconstruction des profils d'indice elle-même, qui est notamment basée sur la connaissance exacte des modes (voir p. 69 et figure (III.5)), soit à une modification de l'état de surface du matériau sous l'effet de l'irradiation, comme un changement d'état de polarisation dû à des phénomènes d'accumulation de charges électriques.

Le tableau (III.3) récapitule les paramètres optogéométriques déduits des profils d'indice de la figure (III.4). L'allure de ces profils est celle de guide à faible variation d'indice ("quasi-saut" d'indice).

L'épaisseur de guide est estimée à $4,8\ \mu\text{m}$.

Indice rencontré	Variation d'indice (%)		Epaisseur (μm)	
	Surface	Bar. Opt.	Guide	Calcul TRIM
n_x	+0,2	-5	$4,9\pm0,1$	5,3
n_y	+0,1	-5	$4,9\pm0,1$	
n_z	+0,1	-5	$4,7\pm0,1$	

Tableau III.3 Paramètres optogéométriques du guide de KTP (Z-cut) implanté He^+

Cependant, sur la figure (III.4), nous remarquons un décalage de la position de barrière optique de n_z avec de celles de n_x et n_y . Ce comportement surprenant indiquerait que la barrière optique vue par n_z serait située à une profondeur moins importante que celle rencontrée par n_x et n_y .

Pour comprendre l'origine de ce comportement, nous avons discuté les points suivants : le modèle utilisé pour la reconstruction du profil d'indice, les incertitudes de mesure et les effets de l'implantation ionique [3].

Le modèle WKB inverse est une approximation habituellement utilisée pour l'analyse de profils d'indice de guides d'onde plans [4]. Il permet la reconstruction du profil d'indice en utilisant une interpolation polynomiale des indices effectifs mesurés.

L'utilisation de ce modèle est en général adaptée pour les régions guidantes présentant de faible variation d'indice, ce qui est le cas des guides implantés. Les détails de cette simulation sont donnés à la référence [4].

En tenant compte de ce modèle, la détermination des indices effectifs est prise en considération pour la reconstruction du profil d'indice. L'incertitude sur les indices effectifs mesurés Δn_m dépend particulièrement de la précision sur la mesure de l'angle et sur la détermination des caractéristiques du prisme. Pour une incertitude sur l'angle d'incidence $\Delta \alpha_m = 0,01^\circ$, on obtient $\Delta n_m \sim 10^{-4}$ donnant une incertitude $\Delta n \sim 10^{-4}$ qui est la précision sur l'indice de réfraction. Ainsi, l'épaisseur de guide est déterminée avec une bonne précision $\Delta e = 0,1 \mu\text{m}$.

Néanmoins, du point de vue expérimental, l'investigation optique peut révéler l'existence de "modes manquants" qui sont des modes guidés difficilement détectables [5].

Chaque mode correspond à une valeur d'indice effectif calculée directement à partir des creux de l'intensité réfléchie observés sur les spectres angulaires. Aussi, un creux fin d'intensité réfléchie donnera une meilleure précision expérimentale de la valeur de l'indice effectif qu'un creux large.

A partir de ces observations, il apparaît clairement que la précision sur la valeur de l'indice dépend fortement de la qualité du confinement de la lumière dans la microstructure. En conséquence, les profils d'indice obtenus par la méthode WKB inverse peuvent être affectés par des erreurs évoqués précédemment.

Pour clarifier ce point, nous avons procédé à des simulations théoriques en faisant intervenir des "modes manquants". Rencontrés par certains auteurs tels que Zhang et al. [5] dans certains guides de LiNbO_3 implantés He^+ , ils peuvent être d'ordre faible ou élevé. Dans le premier cas, leur présence peut s'expliquer par l'existence d'une fine barrière de faible indice située à la surface. Cette barrière est quelquefois suffisamment épaisse pour stopper la lumière dans les modes d'ordre faible qui seront découplés à la surface du prisme et ne seront ainsi pas détectés. Dans le second cas, on peut supposer qu'il existe au-delà de la principale barrière de dommages nucléaires un "puits" optique occupé par ces modes comme l'a suggéré P.D.

Townsend [6]. Il faut également souligner qu'il est très difficile de distinguer les derniers modes guidés des modes de fuite (en spectroscopie des lignes noires) (voir p. 69).

Ainsi, à partir d'une série d'indices effectifs donnée, nous pouvons simuler l'influence de ces "modes manquants" sur la reconstruction des profils d'indice.

Cette procédure a été appliquée à la structure guidante de KTP d'indice de réfraction $n_z=1,8639$, de variation d'indice $\frac{\Delta n}{n} = -5\%$ et d'épaisseur $4,7 \mu\text{m}$. Ces paramètres sont utilisés pour simuler les indices effectifs correspondants. En utilisant la méthode WKB inverse, nous avons reconstruit les profils d'indice représentés sur les figures (III.5) et (III.6).

Pour cette analyse, les modes d'ordres les plus faibles et les plus élevés ont été volontairement retirés les uns après les autres.

Il apparaît que la non-détection de modes d'ordre faible (figure (III.5)) se traduit par un déplacement de la barrière optique et une diminution de la variation d'indice à la surface. Ce comportement introduit une incertitude sur la détermination des paramètres optogéométriques de guide : l'épaisseur et l'indice de variation de guide. Celle-ci contribue à augmenter l'erreur sur l'épaisseur de guide et le décalage de la variation d'indice en surface ($e=0 \mu\text{m}$).

En prenant l'exemple du profil d'indice dans lequel les modes 0, 1 et 2 sont supposés manquants, l'erreur commise sur la détermination de l'épaisseur de guide est de 25 %.

La variation d'indice engendrée en surface est également importante et est une source d'erreur sur l'interprétation des profils d'indice.

Pour le profil qui ne tient compte que d'un seul mode manquant, l'erreur commise sur l'épaisseur de guide est inférieure à 10 %.

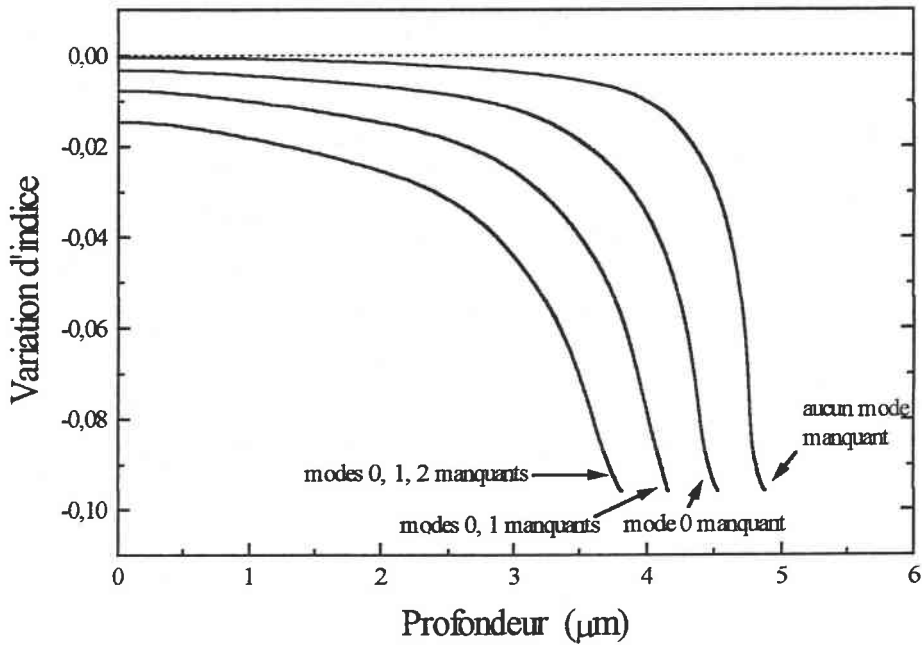


Figure III.5 Influence des “modes manquants” d’ordre faible

L’absence de modes d’ordre élevé (figure (III.6)) entraîne une diminution de la variation d’indice dans la barrière optique et une erreur acceptable sur l’épaisseur.

En considérant le profil prenant en compte les modes manquants d’ordre élevé, l’erreur commise sur la détermination de l’épaisseur de guide est inférieure à 10 %.

Par contre, l’erreur sur la variation d’indice dans la barrière optique atteint 55 %.

A noter que dans les guides implantés, il est souvent difficile de distinguer les modes guidés des modes fuyants. Dans ce cas, le problème peut se poser avec plusieurs modes manquants.

En considérant un seul mode manquant, les erreurs commises sont respectivement de 4 % et de 20 % pour l’épaisseur de guide et la variation d’indice.

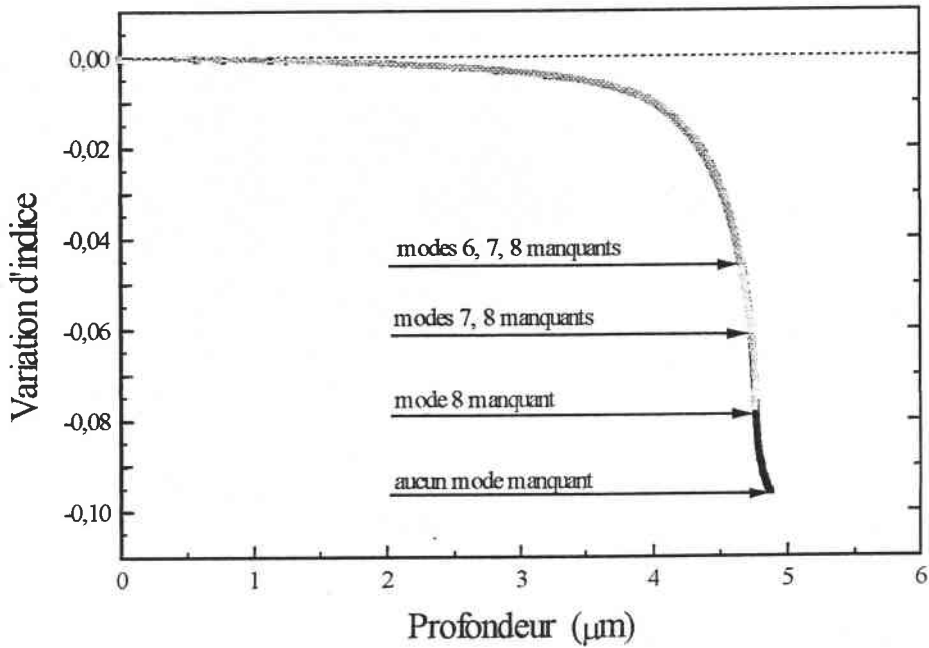


Figure III.6 Influence des “modes manquants” d’ordre élevé

Ces considérations concernant les paramètres de simulation expliqueraient partiellement les formes des profils observés dans l’échantillon de KTP (Z-cut). Avec cela, les “modes manquants” et plus particulièrement l’absence de mode d’ordre 0 pourrait être à l’origine des écarts observés dans les profils d’indice. Ainsi, nous avons appliqué cette analyse à nos résultats.

La figure (III.7) montre le nouveau profil reconstruit pour n_z d’où est déduite une nouvelle variation d’indice : $\frac{\Delta n_z}{n_z} \approx -8\%$.

Les positions des trois barrières optiques coïncident ($5,1 \mu\text{m}$). Malgré cette correction, nous remarquons la persistance de décalages très faibles en surface. Cette observation nous conduit à envisager d’autres hypothèses pour comprendre ce comportement notamment les effets de l’implantation.

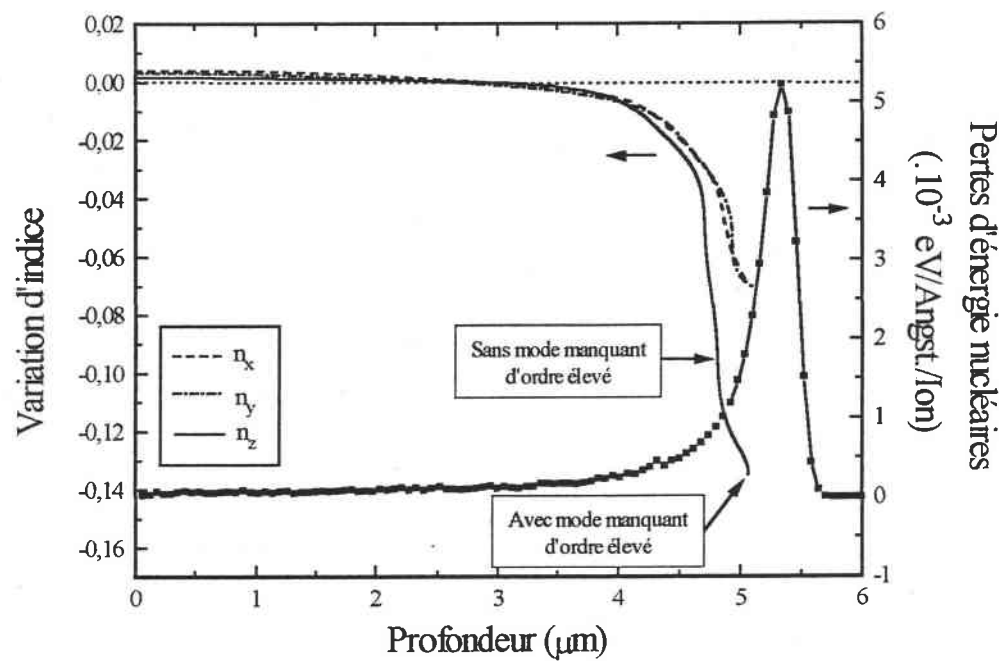


Figure III.7 Profils d'indice de n_z sans et avec mode manquant, n_x et n_y et profil d'endommagement nucléaire

Nous avons vu au cours du chapitre précédent que cette technique produit une zone de dommages électroniques et une zone de dommages nucléaires.

Les modifications structurales induites pourraient être à l'origine de ces changements d'indice irréguliers.

Si on considère les profils d'indice de la figure (III.4), le comportement de la barrière optique n_z vue en polarisation TM ne peut être expliquée par le modèle de reconstruction du profil d'indice. L'origine de cet effet n'est pas claire pour le moment, cependant deux mécanismes peuvent être avancés pour expliquer ce comportement anormal des indices dans les guides implantés : des changements structuraux ou chimiques et les effets de contrainte.

Le premier altère la densité électronique de la matrice d'atomes alors que le second modifie les propriétés optiques tensorielles du matériau. Des contraintes existent dans les guides de KTP implantés comme dans d'autres matériaux implantés. De ce fait, les changements d'indice de réfraction sont engendrés par effet photoélastique. De plus, des contraintes appliquées le long de l'axe polaire devrait induire un champ électrique important par l'intermédiaire de l'effet piézo-électrique, qui devrait causer des variations d'indice par effet électro-optique.

Par ailleurs, le changement ou le renversement de la polarisation spontanée ne peut être écarté. Car une couche présentant une polarisation spontanée inversée comparativement au cristal massif et située autour de la couche implantée a été observée dans LiNbO_3 [7].

On peut alors supposer qu'il existe, dans KTP implanté He^+ , de fortes contraintes autour de la zone de dommages nucléaires.

Le décalage entre certaines positions de la chute d'indice et le maximum de la concentration ionique pourrait s'expliquer par des contraintes de la région d'arrêt des ions sur les régions voisines.

En outre, Avrahami et al. [8] ont étudié les modifications structurales et ont prouvé que la variation d'indice induite par implantation de He^+ dans LiNbO_3 , a résulté dans une expansion inhomogène du réseau cristallin. Ce comportement a été observé expérimentalement par la variation relative d'un paramètre de réseau $\frac{\partial d}{d}$ en utilisant la diffraction aux rayons X.

Ces études ont montré que $\frac{\partial d}{d}$ est constant dans la région de dommages électroniques et atteint un maximum dans la région de dommages nucléaires. Cette augmentation brutale correspond à la chute de densité électronique et par conséquent de l'indice de réfraction. De ce fait, il existe une corrélation entre l'indice de réfraction et la distribution de densités électroniques et l'expansion du réseau cristallin.

A cet effet, Pliska et al [9] ont exprimé la variation d'indice totale induite par implantation ionique comme étant la somme des contributions électronique et nucléaire. Cette relation leur a permis de reconstruire les profils d'indice directement à partir des paramètres d'implantation fournis par le calcul TRIM.

Ces conclusions serviront à la reconstruction des profils pour les autres échantillons étudiés et permettront d'interpréter les profils d'indice lors de l'étude de l'influence du traitement thermique sur les paramètres optogéométriques de guide.

Lors de l'étude précédente, nous nous sommes intéressés à la propagation de l'onde guidée selon les axes principaux. Nous nous sommes également intéressés à l'étude de l'influence de l'implantation sur l'anisotropie de guides.

c) Etude de l'anisotropie de guides de KTP implanté He^+

Ce travail a été effectué sur l'échantillon de KTP (Z-cut).

La figure (III.8) illustre la configuration géométrique utilisée dans cette étude.

L'échantillon est placé contre le prisme de couplage. Un degré de liberté supplémentaire est obtenu avec l'angle de rotation $\theta = (\mathbf{K}, \text{OX})$ où $\mathbf{K}$ est le vecteur d'onde de l'onde incidente et (OX) un des axes principaux de l'échantillon.

Nous nous plaçons en polarisation TE pour parcourir le plan (OX,OY) et ainsi rencontrer les indices $n_{XY}(\theta)$ tels que :

$$n_{XY}(\theta) = \frac{n_X n_Y}{\sqrt{n_X^2 \cos^2(\theta) + n_Y^2 \sin^2(\theta)}} \tag{III.2}$$

La procédure de mesure consiste à faire varier l'angle θ de 0° à 180° par pas de $22,5^\circ$. Ce pas assure l'obtention de neuf points expérimentaux. Pour chaque valeur de θ , un spectre angulaire des modes guidés est relevé en TE et en TM.

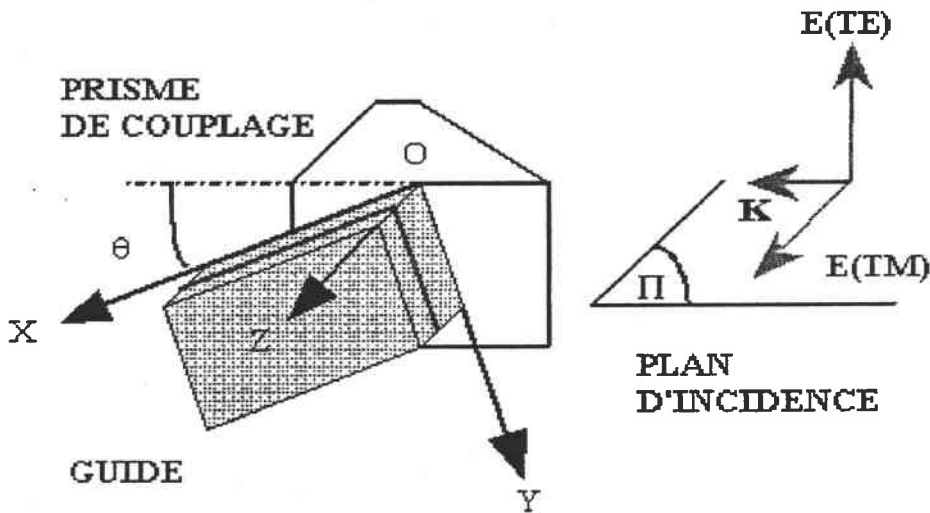


Figure III.8 Définition de l'angle θ et du plan d'incidence (π)

A partir du spectre angulaire, nous calculons les indices effectifs et nous déterminons l'indice de guide à l'aide de simulation utilisant l'équation de dispersion et présentée au cours de l'étude du KTP (Z-cut) implanté He^+ .

A titre d'exemple, nous présentons les spectres angulaires obtenus lors de rotation de 0° , 45° et 90° en polarisation TE et TM (figure (III.9)).

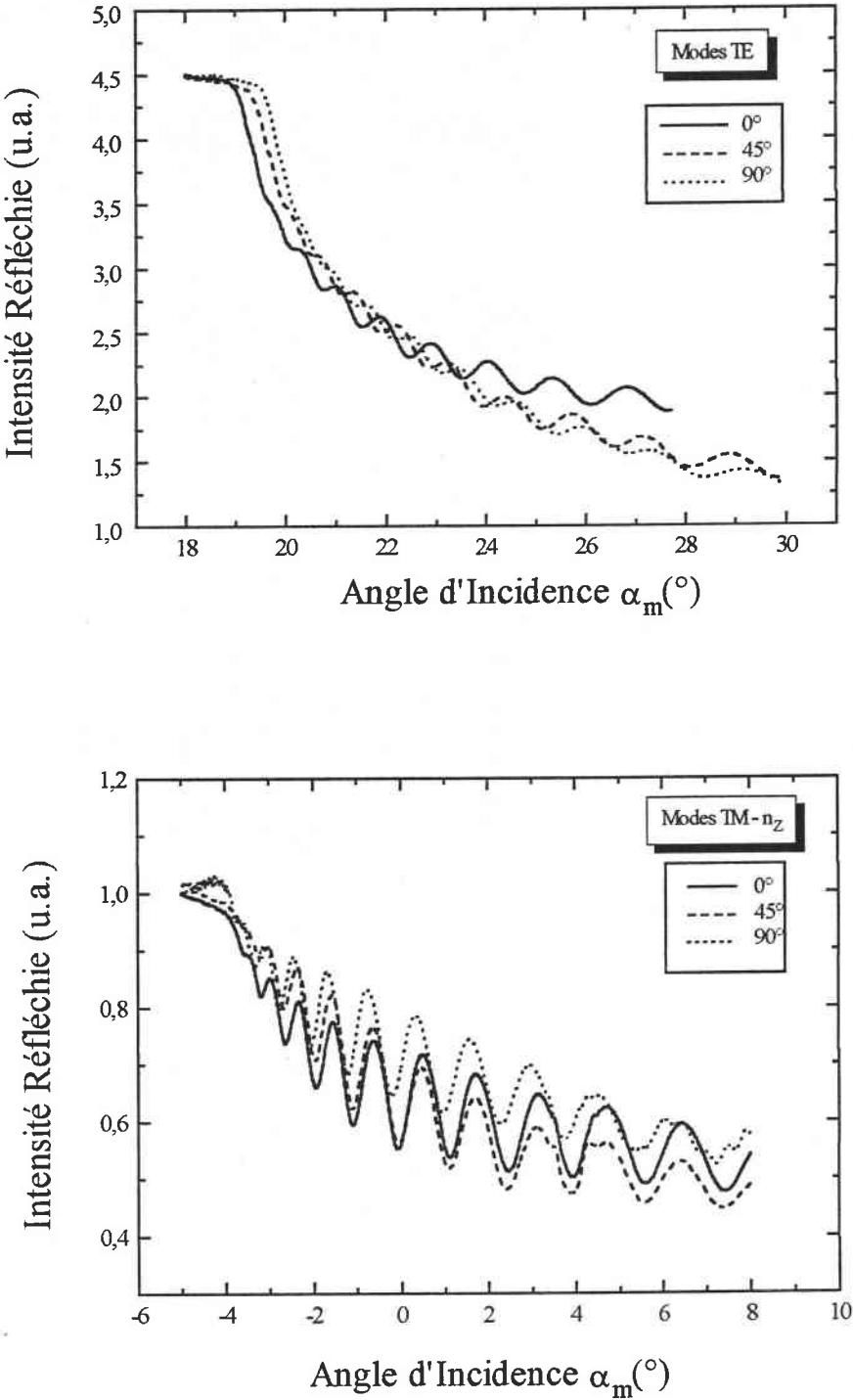


Figure III.9 Spectres angulaires enregistrés lors de la rotation de θ autour de l'axe OZ en polarisations TE et TM

Les spectres angulaires présentés en polarisation TE se déplacent vers les angles d'incidence faible. Les indices effectifs augmentent pour des angles de rotation de 0° , 45° et 90° . Par souci de clarté, nous n'avons pas représenté les spectres angulaires intermédiaires pour des autres valeurs d'angle de rotation.

En polarisation TM, aucun déplacement des spectres n'est à signaler. Les indices effectifs rencontrés sont les mêmes pour les angles de 0° , 45° et 90°

La figure (III.10) ci-dessous représente l'évolution de l'indice de la couche guidante en fonction de l'angle θ [10].

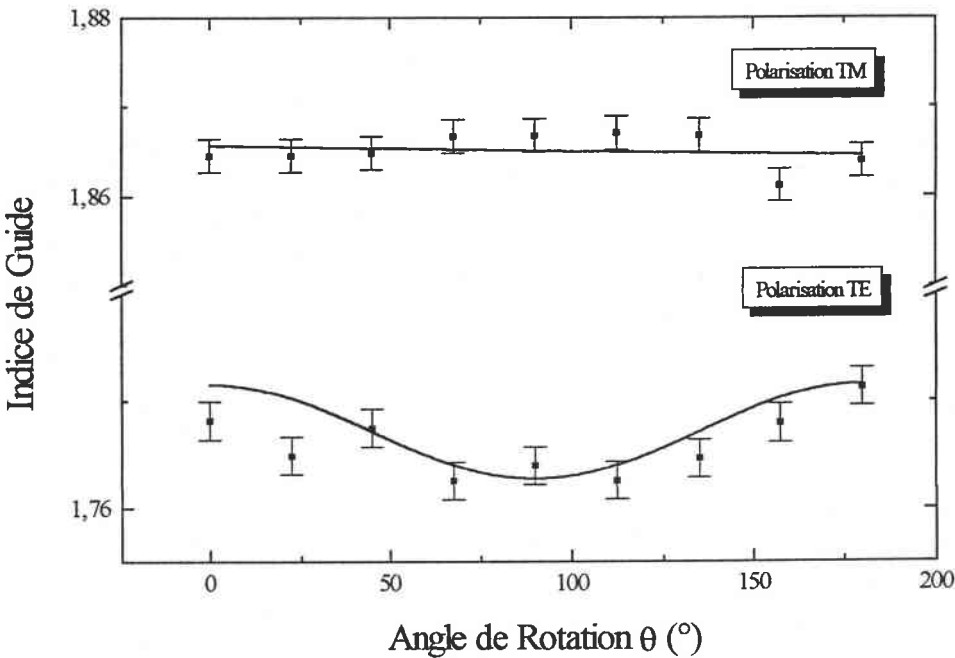


Figure III.10 Evolution de l'indice de guide en fonction de θ
(Polarisations TE et TM)

Les points expérimentaux représentant l'indice de guide calculé à partir des indices effectifs décrivent une évolution non-linéaire qu'il est possible d'ajuster en première approximation avec l'équation (III.9), dans le cas TE. Car la propagation guidée dans le plan (OX,OY) devrait tenir compte de l'orientation de l'axe OY vis-à-vis de la direction du champ électrique. Dans le cas TM, l'indice de guide ne varie quasiment pas avec l'angle de rotation aux erreurs de mesure près. On peut donc ajuster les points expérimentaux par une droite.

Pour les angles de 0° et $22,5^\circ$, la différence entre les valeurs données par le modèle et expérimentales par l'erreur de mesure commise sur la détermination des indices effectifs.

Les paramètres d'ajustement sont les indices de réfraction de la littérature. L'écart relativement important obtenu entre le modèle et les points expérimentaux peut s'expliquer par l'erreur de mesure commise sur les indices effectifs dont les valeurs sont sous-estimées. Dans ce cas, les simulations engendrent une erreur sur la valeur d'indice de guide obtenue.

Malgré cela, un bon accord est trouvé entre l'expérience et la théorie. On peut en déduire que l'implantation ionique conserve l'anisotropie du matériau.

Lors de la caractérisation optique linéaire des échantillons de KTP (Z-cut), nous avons constaté que :

- l'implantation de H^+ , dans les conditions d'énergie et de dose utilisées, n'a pas permis de réaliser une structure guidante dans ce matériau.
- la lumière est faiblement confinée en polarisation TE, qu'elle soit parallèle à l'axe OX (n_x) ou à l'axe OY (n_y).
- l'anisotropie du matériau est conservée après implantation ionique.

Coupe du KTP	Paramètres d'implantation			Variation d'indice (%)		Remarques
	Ions	E (MeV)	Dose ($\times 10^{16}$ ions.cm ⁻²)	Surface	Bar.Opt.	
Z-cut	H^+	1,5	3	Pas de propriété guidante		Barrière optique non confinante
	He^+	2	1	+0,2 (n_x) +0,1 (n_y et n_z)	-5 (n_x et n_y) -7 (n_z)	Guide de 4,8 μm

Tableau III.4 Paramètres d'implantation et optogéométriques obtenus sur les échantillons de KTP (Z-cut) implantés He^+ et H^+

Ces observations suscitent quelques interrogations.

Dans le cas de l'irradiation de protons, l'endommagement créé, dans les conditions d'implantation utilisées, est insuffisant pour créer une barrière optique. Cela pourrait être dû à l'existence d'un phénomène de canalisation des protons très important lors de l'irradiation de la face Z-cut du KTP, compte tenu de sa structure cristalline.

Le parcours projeté des ions serait alors augmenté de façon significative, repoussant ainsi l'endommagement nucléaire à une plus grande profondeur que celui attendu par le calcul TRIM. Dans ce cas, on aurait d'ailleurs vraisemblablement une plus grande dispersion longitudinale des ions, conduisant aussi à un plus faible endommagement local (nombre d'ions déplacés par unité de volume plus faible).

Le second point concerne l'échantillon implanté He^+ . La qualité du confinement de la lumière y est meilleure pour une polarisation de l'onde lumineuse parallèle à OZ que dans le cas où cette polarisation est parallèle à OX ou OY. Suite à la discussion que nous avons menée sur les comportements surprenants de profil d'indice, il a été montré que des zones de contrainte existent dans les régions environnantes de la zone de dommages nucléaires. Ces contraintes semblent être d'intensité inégale selon la direction de l'axe principal. Leurs conséquences seraient plus fortes en polarisation TM qu'en polarisation TE. Cela s'expliquerait en partie par l'existence d'une barrière optique plus épaisse selon OZ.

Ces points demandent quelques éclaircissements qu'il est possible d'apporter en étudiant des échantillons de coupe différente (X-cut ou Y-cut).

Nous avons ainsi entrepris d'étudier et de caractériser selon le même protocole des échantillons de KTP (Y-cut) implantés à des énergies et doses différentes.

Ce travail est l'objet du prochain paragraphe.

III.2 ELABORATION ET CARACTERISATION OPTIQUE LINEAIRE DES ECHANTILLONS DE KTP (Y-CUT)

III.2.1 ETUDE DE KTP IMPLANTE He^+

Nous avons dans un premier temps utilisé une implantation à double énergie mais avec les mêmes valeurs d'énergie et de doses ioniques que celles utilisées pour l'échantillon (Z-cut) implanté He^+ . Car l'implantation à multiple énergie permet d'élargir la barrière optique et par conséquent de réduire les pertes de lumière à travers celle-ci [9].

Puis nous avons procédé à des implantations à triple énergie avec, d'une part, les mêmes énergies mais des doses plus faibles et, d'autre part, des énergies plus faibles et des doses ioniques plus élevées. Ceci permettra d'examiner l'influence de la dose et de l'énergie sur les échantillons étudiés.

a) Conditions d'implantation

Le tableau (III.5) donne les conditions d'implantation en He^+ des échantillons de KTP.

Coupe et taille des échantillons de KTP		Paramètres d'implantation	
		Energie (MeV)	Dose ionique ($\times 10^{16}$ ions.cm ⁻²)
Y-cut (10×5×1,6) mm ³	Echantillon YHe1	E = 1,9+2	D _{He+} =1+1
	Echantillon YHe2	E = 2,0+1,9+1,8	D _{He+} =0,6+0,2+0,4
	Echantillon YHe3	E = 0,9+1+1,1	D _{He+} =0,6+0,5+1

Tableau III.5 Conditions d'implantation d'ions He^+ dans KTP (Y-cut)

b) Résultats expérimentaux

Les échantillons ont été caractérisés par la spectroscopie des lignes noires. Dans un premier temps, nous présentons les spectres angulaires des modes guidés.

◆ Echantillon YHe1

Les spectres angulaires sont donnés sur les figures (III.11) et (III.12). Nous constatons l'existence de modes guidés dans les trois directions. L'implantation de He^+ permet donc de réaliser des guides dans des KTP (Y-cut). La difficulté d'excitation de certains modes guidés subsistent toujours en comparaison avec ce qui a été observé lors de l'étude sur le KTP (Z-cut). C'est le cas des modes guidés de n_x en polarisation TE (figure (III.11)) et de ceux de n_y en polarisation TM dont nous n'avons pas représenté le spectre angulaire. Les lignes noires étaient visibles qualitativement mais difficilement détectables par la photodiode. Par contre, pour n_z en polarisation TE, le problème ne se pose pas : le confinement de la lumière est meilleur (figure (III.12)).

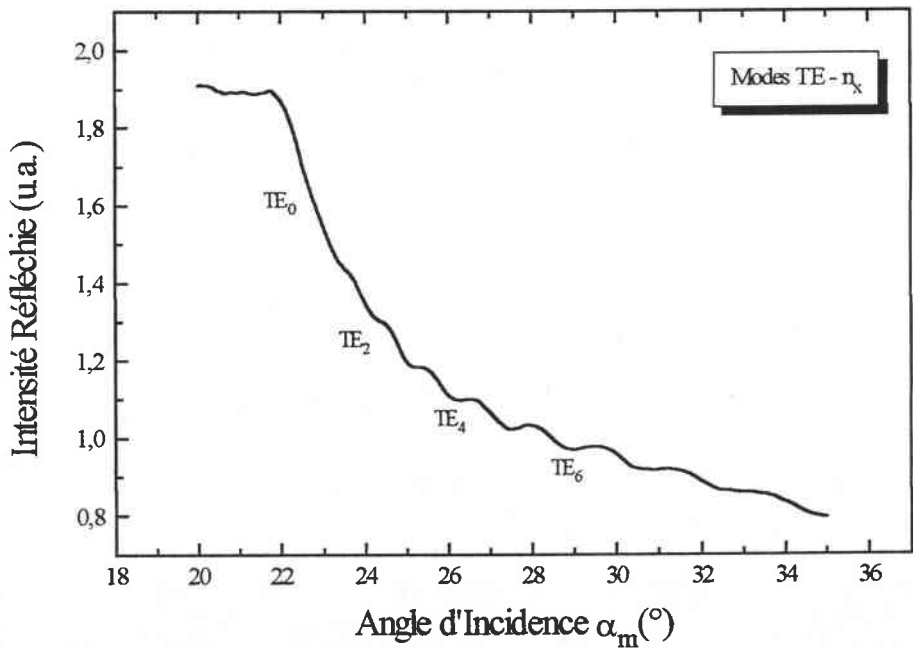


Figure III.11 Spectre angulaire des modes guidés (TE) de n_x
(Propagation selon l'axe OZ)

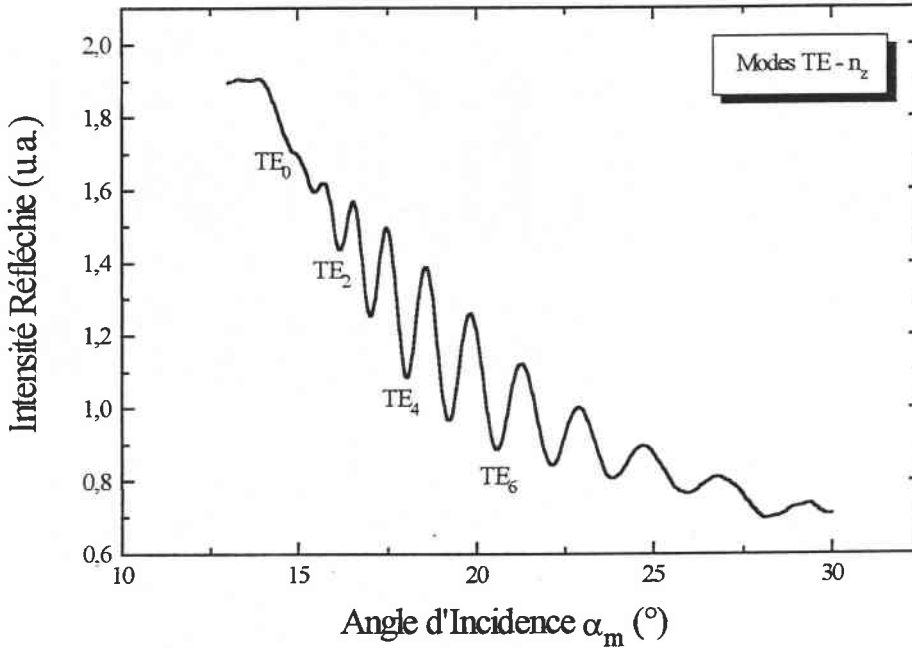


Figure III.12 Spectre angulaire des modes guidés (TE) de n_z
(Propagation selon l'axe OX)

Les mêmes hypothèses formulées sur le comportement de la barrière optique dans le cas Z-cut sont envisageables dans cette étude.

La barrière optique semble plus large pour l'indice n_z que pour les indices n_x et n_y . Cette information pourrait être confirmée par le tracé des profils d'indice qui ont montré dans l'étude précédente, une variation d'indice dans la barrière optique plus importante pour n_z que pour les deux autres indices.

A cet effet, nous avons mesuré les indices effectifs à partir de ces spectres. Les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques sont présentées dans le tableau (III.6).

Les valeurs théoriques ont été obtenues en utilisant la même simulation que celle utilisée pour l'échantillon (Z-cut). Dans cette étude, la valeur initiale de l'épaisseur de guide est de $5,2 \mu\text{m}$ (calcul TRIM).

	Ordre du mode (m)	n_m expérimentaux	n_m théoriques	$n_{m\text{-exp.}} - n_{m\text{-th.}}$
n_x	0	1,7610	1,7616	-0,0006
	1	1,7562	1,7581	-0,0019
	2	1,7496	1,7521	-0,0025
	3	1,7406	1,7438	-0,0032
	4	1,7295	1,7332	-0,0037
	5	1,7163	1,7203	-0,0040
	6	1,7012	1,7057	-0,0045
n_y	0	1,7712	1,7720	-0,0008
	1	1,7663	1,7668	-0,0005
	2	1,7598	1,7609	-0,0011
	3	1,7512	1,7526	-0,0014
	4	1,7405	1,7421	-0,0016
	5	1,7281	1,7295	-0,0014
n_z	0	1,8628	1,8628	-0,0000
	1	1,8577	1,8595	-0,0018
	2	1,8514	1,8541	-0,0027
	3	1,8439	1,8464	-0,0025
	4	1,8341	1,8365	-0,0024
	5	1,8214	1,8245	-0,0031
	6	1,8055	1,8104	-0,0049
	7	1,7885	1,7945	-0,0060

Tableau III.6 Indices effectifs expérimentaux et théoriques de n_x , n_y et n_z

Un bon accord est trouvé entre les valeurs expérimentales et théoriques.

Les profils d'indice déduits des valeurs des indices effectifs et reconstruits par la méthode WKB inverse sont représentés sur la figure (III.13).

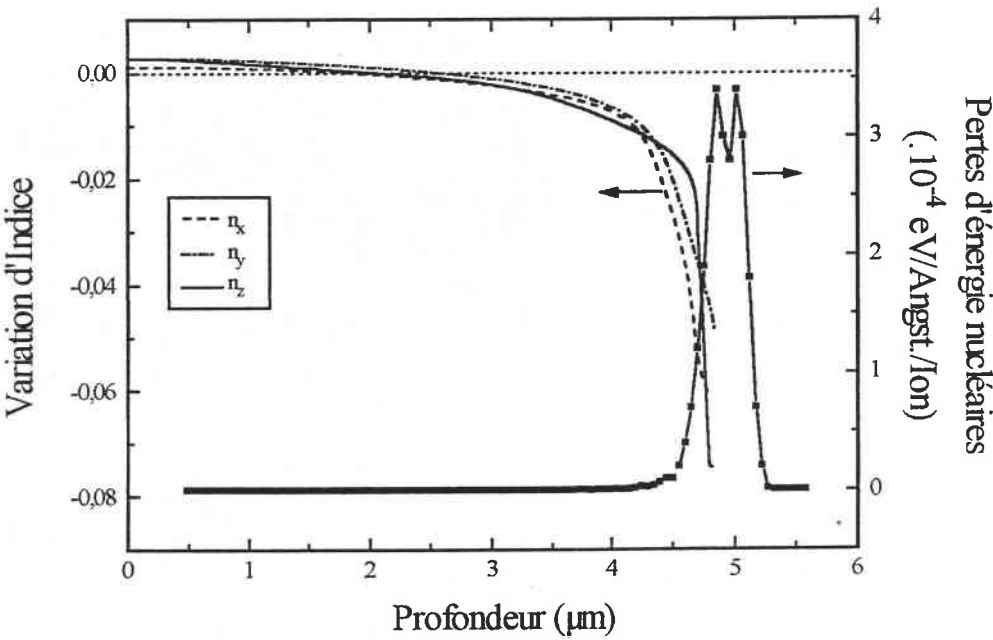


Figure III.13 Profils d'indice de n_x , n_y et n_z et profil d'endommagement nucléaire lors d'une double implantation d'ions He^+

La forme générale des profils obtenus est celle de guide à faible gradient d'indice. Les paramètres optogéométriques de guide déduits des profils sont reportés dans le tableau (III.7). L'épaisseur de guide déduite des profils est de $4,6 \pm 0,1 \mu\text{m}$. Cette valeur est proche de $4,8 \mu\text{m}$, valeur de l'épaisseur de guide de l'échantillon (Z-cut).

Indice rencontré	Variation d'indice (%)		Epaisseur (μm)	
	Surface	Bar. Opt.	Guide	Calcul TRIM
n_x	+0,06	-3,4	$4,6 \pm 0,1$	5,3
n_y	+0,15	-2,8	$4,6 \pm 0,1$	
n_z	+0,14	-4	$4,7 \pm 0,1$	

Tableau III.7 Paramètres optogéométriques du guide de KTP YHe1 implanté He^+

Nous avons tenu compte de l'influence des modes manquants pour la reconstruction des profils d'indice. Ainsi, nous n'observons pas de décalage des minima de profils contrairement au cas (Z-cut). Cependant, nous retrouvons un décalage entre ces minima et le premier maximum du profil d'endommagement nucléaire.

La variation d'indice dans la barrière optique est plus importante pour n_z que pour n_x et n_y . Cette observation confirmerait le fait que la largeur de barrière vue par l'onde lumineuse soit plus importante lorsque sa polarisation est parallèle à c qu'à OX ou OY.

Au cours de ce travail, nous avons constaté les faits suivants :

- Les résultats expérimentaux obtenus sur l'échantillon (Y-cut) sont similaires à ceux obtenus sur l'échantillon (Z-cut). La coupe de l'échantillon ne semble pas avoir une influence significative sur la réalisation de guide dans le KTP.
- L'excitation de n_z est, dans tous les cas, meilleure, en terme de confinement.
- la double implantation de helium n'a pas amélioré le confinement de la lumière lorsque sa polarisation est perpendiculaire à l'axe polaire du matériau.
- les variations d'indice sont plus importantes selon l'axe polaire que dans les directions perpendiculaires.
- le décalage constant observé entre les minima des profils d'indice et le premier maximum du profil d'endommagement rendrait compte d'une déformation du réseau cristallin autour de la barrière optique comme cela a déjà été suggéré lors de l'étude du KTP (Z-cut) implanté He^+

De plus, les observations faites sur les zones de contrainte existantes au niveau de la barrière optique pourraient être confirmées par l'utilisation d'implantation à triple énergie. L'objet du prochain paragraphe est d'étudier l'échantillon implanté par des doses ioniques plus faibles à des énergies aussi élevées que 2 MeV.

◆◆ Echantillon YHe2

Nous n'avons pas observé de propagation guidée dans cet échantillon dans aucune des directions principales, ni qualitativement, ni quantitativement.

L'énergie d'implantation étant identique à celle utilisée pour l'échantillon YHe1, la dose ionique semble être insuffisante pour créer une barrière optique assez large et confinante.

Nous pouvons supposer que les fuites de lumière à travers cette barrière sont trop importantes pour permettre un guidage d'une onde lumineuse dans cette structure.

Ainsi, en implantant toujours à triple énergie, nous avons utilisé des énergies plus faibles (0,9+1+1,1 MeV) et des doses plus élevées $((0,6+0,5+1,0) \times 10^{16} \text{ ions.cm}^{-2})$ dans l'objectif d'avoir le minimum de pertes. Les résultats expérimentaux sur l'échantillon YHe3 sont présentés dans la partie suivante.

◆◆◆ Echantillon YHe3

Les spectres angulaires sont représentés sur les figures (III.14) à (III.16).

Ils montrent des creux de réflectivité particulièrement fins et profonds pour n_x (figure (III.14)), n_y (figure (III.15)) et surtout pour n_z (figure (III.16)). En comparaison avec les études précédentes, le confinement de la lumière a été amélioré pour les trois indices, en restant toujours meilleur pour n_z .

Si l'on examine davantage les spectres angulaires, il apparaît que le nombre des modes guidés est moins important. Cette structure est pratiquement monomode pour n_x et pour n_y . Ce qui laisse supposer une épaisseur plus faible de guide dont la valeur est en accord avec la position de la zone d'endommagement attendue par le calcul TRIM.

De plus, en comparaison avec les résultats précédents, il est plus aisé de distinguer les modes guidés des modes de substrat. En effet, l'excitation de ces derniers s'effectue en enregistrant de larges creux de réflectivité, ceci est davantage vérifiable pour n_x , n_y que pour n_z .

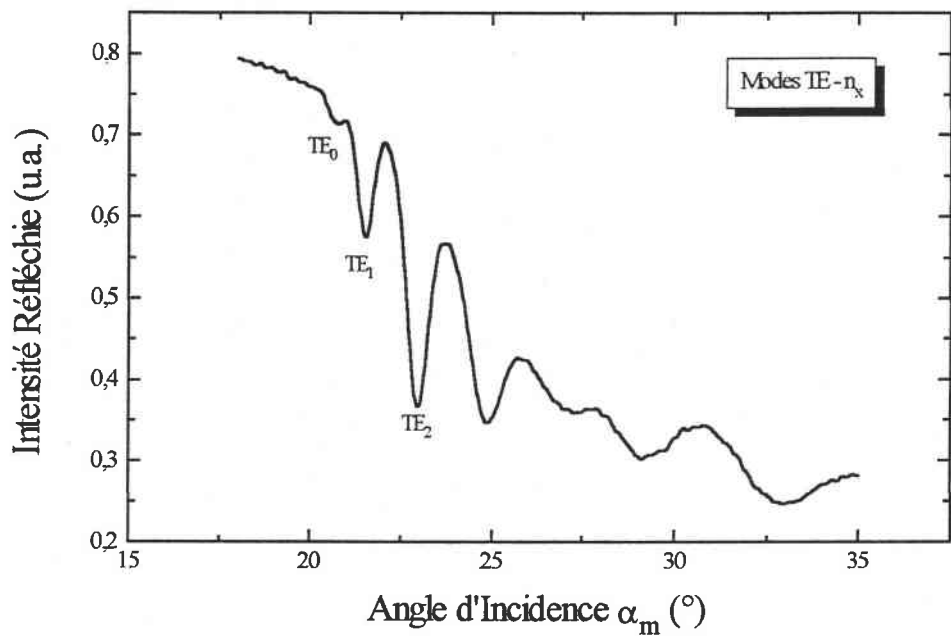


Figure III.14 Spectre angulaire des modes guidés (TE) de n_x
(Propagation selon l'axe OZ)

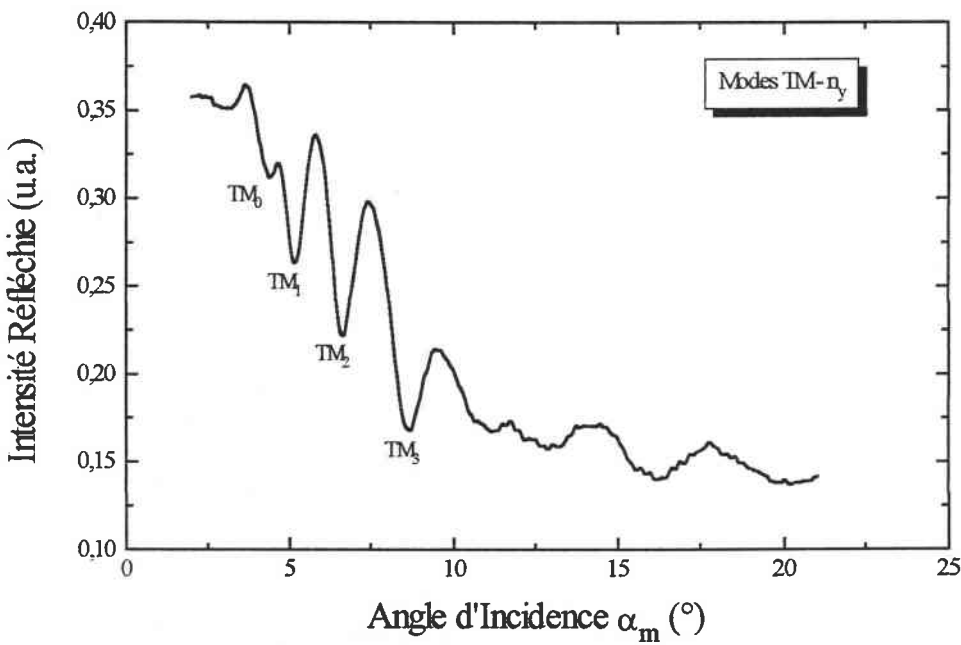


Figure III.15 Spectre angulaire des modes guidés (TM) de n_y
(Propagation selon l'axe OX)

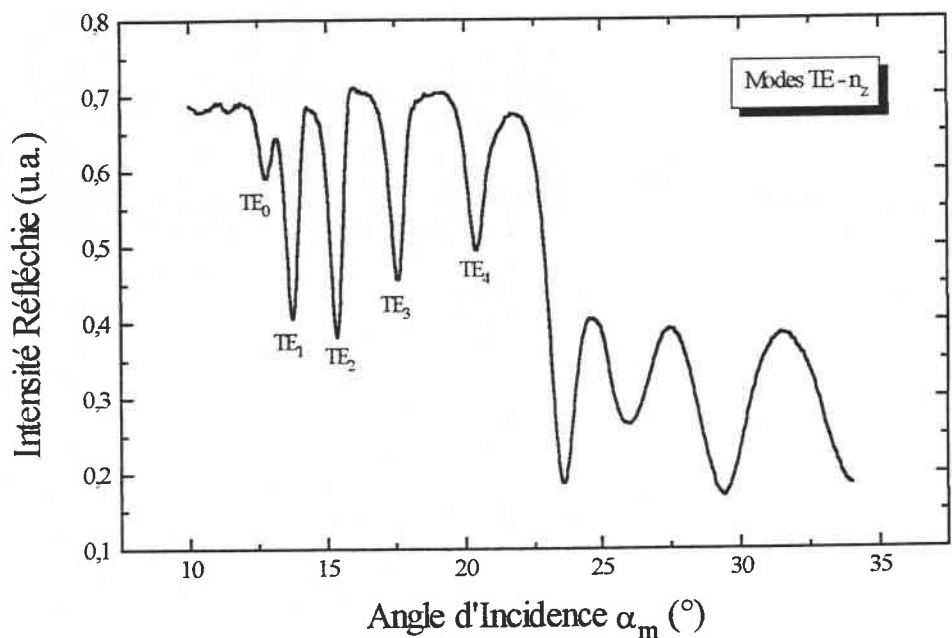


Figure III.16 Spectre angulaire des modes guidés (TE) de n_z
(Propagation selon l'axe OX)

Nous pouvons remarquer, sur la figure (III.16), l'absence de décroissance de l'intensité réfléchie à partir de la position angulaire de l'indice de coupure pour une polarisation de l'onde parallèle à l'axe OZ.

Les positions angulaires des creux de réflectivité nous ont permis de calculer les indices effectifs. Leurs valeurs expérimentales ont été comparé avec les valeurs théoriques. Celles-ci sont reportées dans le tableau (III.8).

	Ordre du mode (m)	n_m expérimentaux	n_m théoriques	$n_{m\text{-exp.}} - n_{m\text{-th.}}$
n_x	0	1,7612	1,7612	-0,0000
	1	1,7497	1,7508	-0,0011
	2	1,7317	1,7334	-0,0017
	3	1,7067	1,7094	-0,0027
	4	1,678	1,6810	-0,0030
n_y	0	1,7711	1,7711	-0,0000
	1	1,7623	1,7622	0,0001
	2	1,747	1,7475	-0,0005
	3	1,7246	1,7281	-0,0035
n_z	0	1,8635	1,8636	-0,0001
	1	1,8504	1,8525	-0,0021
	2	1,8298	1,8338	-0,004
	3	1,8005	1,8075	-0,007
	4	1,7643	1,7736	-0,0093
	5	1,7239	1,7321	-0,0082

Tableau III.8 Indices effectifs expérimentaux et théoriques de n_x , n_y et n_z

A partir de la valeur des indices effectifs sont reconstruits les profils d'indice comparés au profil TRIM (figure (III.17)).

Les paramètres optogéométriques sont déduits des profils et sont mentionnés dans le tableau (III.9). Nous avons obtenu une épaisseur de guide estimée à 2,6 μm .

Dans la barrière optique, la variation d'indice obtenue pour n_z est la plus importante des trois directions. En tenant compte des hypothèses avancées lors des études précédentes, la barrière optique vue par l'onde lumineuse est plus large pour une polarisation parallèle à l'axe polaire c que pour une polarisation qui lui est perpendiculaire.

Cette observation confirme le comportement anisotrope de la barrière optique.

Le profil d'endommagement nucléaire présente trois maxima caractérisant les trois implantation aux énergies différentes. Le premier pic correspond à l'énergie la plus faible, le troisième à l'énergie la plus élevée. Les minima des profils d'indice coïncident avec la position du second pic.

La troisième énergie a permis d'implanter la dose ionique la plus importante dans le cristal.

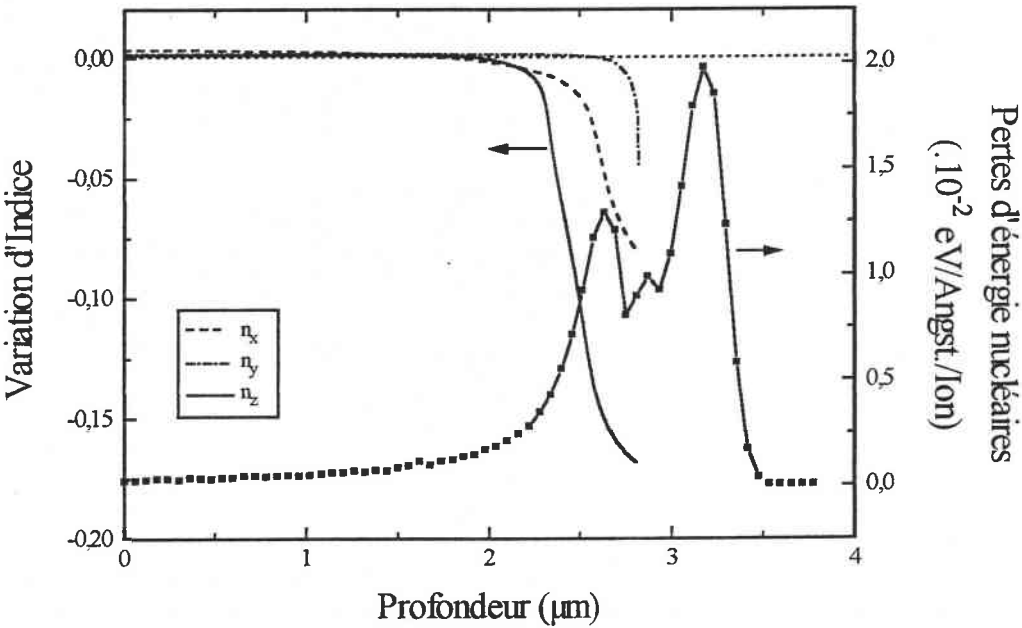


Figure III.17 Profils d'indice n_x , n_y et n_z et profil d'endommagement nucléaire lors d'une triple implantation d'ions He^+

Indice rencontré	Variation d'indice (%)		Epaisseur (μm)	
	Surface	Bar. Opt.	Guide	Calcul TRIM
n_x	+0,2	-4,5	$2,6 \pm 0,1$	2,9
n_y	+0,1	-2,6	$2,8 \pm 0,1$	
n_z	+0,1	-9	$2,5 \pm 0,1$	

Tableau III.9 Paramètres optogéométriques du guide de KTP YHe_3 implanté He^+

Ces observations sur les paramètres d'implantation permettent de supposer que la dose la plus élevée marque la limite de la barrière optique. L'implantation de doses plus faibles permet d'élargir cette barrière sans que celle-ci n'empêche la propagation guidée. Les fuites de lumière seraient donc minimisées dans ce cas. Cela expliquerait le meilleur confinement obtenu jusqu'à présent pour les trois polarisations.

Cette étude sur les échantillons (Y-cut) implantés He^+ a mis en évidence qu'il était possible d'optimiser les paramètres d'implantation pour obtenir des guides de faible épaisseur permettant un confinement satisfaisant de la lumière.

Concernant l'influence de la dose ionique, l'implantation de deux doses faibles $((0,6+0,5)\times 10^{16}$ ions. cm^{-2}) à deux énergies voisines faibles et d'une dose élevée $(1\times 10^{16}$ ions. cm^{-2}) à une énergie légèrement supérieure aux deux précédentes permet de créer une barrière optique proche de la surface ($\sim 2,8$ μm) et d'obtenir un guidage satisfaisant.

Cette hypothèse pourrait expliquer l'absence de propriétés guidantes de l'échantillon YHe2 dans lequel les trois doses implantées $((0,6+0,2+0,4)\times 10^{16}$ ions. cm^{-2}) à des énergies plus élevées autour de 2 MeV n'ont pas permis de créer une barrière suffisante pour guider la lumière.

Ces résultats ont également démontré que l'onde lumineuse reste le mieux confinée dans la région guidante lorsque sa polarisation est parallèle à l'axe polaire c.

Dans le cas des protons, nous avons vu que l'échantillon (Z-cut) n'a pas montré de propagation guidée. Nous allons examiner à présent le cas des échantillons (Y-cut) implantés H^+ , en suivant la même démarche que celle entreprise lors de l'étude de l'implantation d'ions He^+ dans le KTP (Y-cut).

Le tableau (III.10) récapitule l'ensemble des résultats obtenus, au cours de cette étude, sur les échantillons de KTP (Y-cut) implantés He^+ .

Coupe du KTP (Y-cut)	Paramètres d'implantation		Variation d'indice (%)		Remarques
	E (MeV)	Dose ($\times 10^{16}$ ions.cm ⁻²)	Surface	Bar. Opt.	
YHe1	1,9+2	1+1	+0,06 +0,15 +0,14	-3,4 -2,8 -4	Guide d'épaisseur 4,6 μ m Spectres similaires à KTP (Z-cut) implanté He ⁺
YHe2	2+1,9+1,8	0,6+0,2+0,4	Pas de propriété guidante		
YHe3	0,9+1+1,1	0,6+0,5+1	+0,2 +0,1 +0,1	-4,5 -2,6 -9	Guide de 2,6 μ m Confinement satisfaisant de la lumière

Tableau III.10 Paramètres d'implantation et optogéométriques
obtenus sur les guides de KTP (Y-cut) implantés He⁺

III.2.2 ETUDE DE KTP IMPLANTE H⁺

Les paramètres d'implantation du KTP (Z-cut) étudiés étaient les suivants : (3×10^{16} ions.cm⁻²) à 1,5 MeV. En tenant compte de ces conditions et de la coupe du cristal, les échantillons de KTP (Y-cut) ont d'abord été implantés à des doses plus élevées et des énergies plus faibles. Puis, les paramètres d'implantation ont été diminués.

a) Conditions d'implantation

Le tableau (III.11) donne les conditions d'implantation des échantillons de KTP.

Coupe et taille des échantillons de KTP		Paramètres d'implantation	
		Energie (MeV)	Dose ionique ($\times 10^{16}$ ions.cm ⁻²)
Y-cut (10×5×1,6) mm ³	Echantillon YH1	E = 1+0,975	D _{H⁺} =2,5+2,5
	Echantillon YH2	E = 0,55+0,6	D _{H⁺} =0,8+1

Tableau III.11 Conditions d'implantation des ions H⁺ dans KTP (Y-cut)

b) Résultats expérimentaux

◆ Echantillon YH1

Les enregistrements effectués sur cet échantillon n'ont pas montré de propagation de modes guidés. Qualitativement, aucune ligne noire n'a été observée ni en polarisation TE, ni TM.

Avec des échantillons (Y-cut), il est difficile d'invoquer un phénomène de canalisation, comme nous l'avions suggéré pour les échantillons (Z-cut). Une hypothèse plus probable pourrait être que la section efficace d'endommagement des ions H⁺ dans le KTP soit nettement plus faible que celle des ions He⁺, contrairement à ce qui a été observé dans LiNbO_3 [11].

Aussi, en tenant compte des résultats obtenus sur les échantillons (Z-cut), on peut penser que l'énergie d'implantation utilisée est trop importante. En effet, la dispersion longitudinale des ions augmente avec l'énergie, entraînant (pour une dose donnée) un étalement du profil d'endommagement et donc une diminution de la densité de défauts créés, conduisant alors à de trop faibles variations d'indice.

Nous avons donc procédé à des implantations d'ions H⁺ à plus faible énergie.

◆ Echantillon YH2

Avec les conditions d'implantation données dans le tableau (III.11), nous avons observé des lignes noires pour chaque indice principal, pour cet échantillon. En polarisation perpendiculaire à l'axe polaire, des lignes noires fines ont été observées mais elles ont été difficiles à mettre en évidence sur les enregistrements.

Aussi, à titre d'exemple, nous présentons le spectre angulaire des modes guidés obtenus en polarisation TE pour n_z à la figure (III.18).

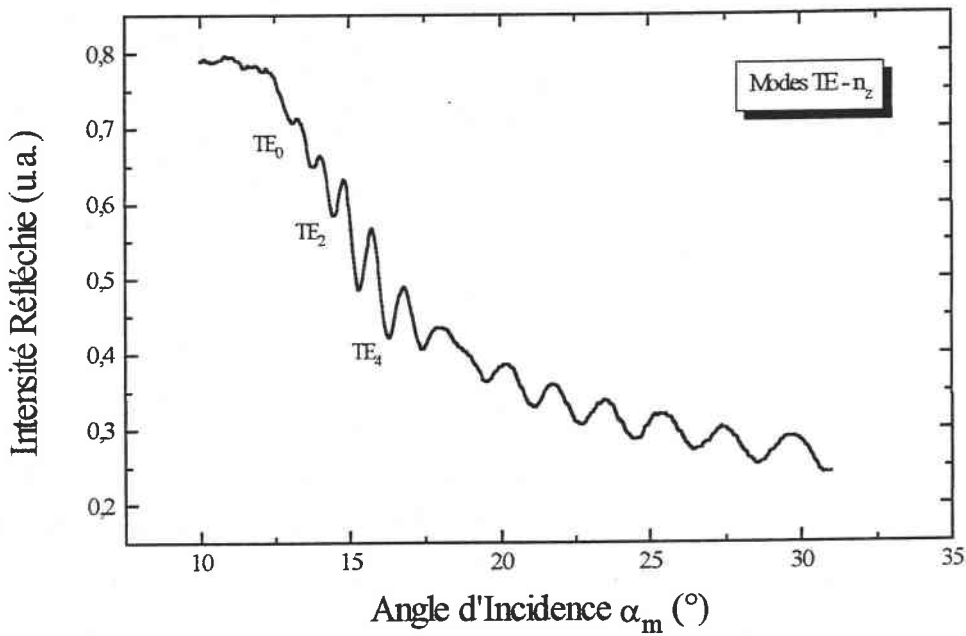


Figure III.18 Spectre angulaire des modes guidés (TE) pour n_z
(Propagation selon l'axe OX)

Ce spectre montre deux zones bien distinctes : les modes guidés (creux de réflectivité prononcés) et les modes de substrat se propageant au voisinage de la barrière optique (creux larges).

Comme les études précédentes, nous avons déterminé les indices effectifs ajustés avec les valeurs théoriques issues de l'équation de dispersion. Elles sont reportées dans le tableau (III.12).

	Ordre du mode (m)	n_m expérimentaux	n_m théoriques	$n_{m\text{-exp.}} - n_{m\text{-th.}}$
n_x	0	1,7607	1,7615	-0,0008
	1	1,7561	1,7576	-0,0015
	2	1,7489	1,7512	-0,0023
	3	1,7396	1,7422	-0,0026
	4	1,7278	1,7306	-0,0028
	5	1.7142	1,7168	-0,0026
n_y	0	1,7711	1,7711	-0,0000
	1	1,7664	1,7670	-0,0006
	2	1,7588	1,7603	-0,0015
	3	1,7488	1,7509	-0,0021
	4	1,7370	1,7388	-0,0018
	5	1,7240	1,7245	-0,0005
n_z	0	1,8626	1,8626	-0,0000
	1	1,8581	1,8588	-0,0007
	2	1,8509	1,8523	-0,0014
	3	1,8412	1,8434	-0,0022
	4	1,8295	1,8318	-0,0023
	5	1,8165	1,8179	-0,0014

Tableau III.12 Indices effectifs expérimentaux et théoriques pour n_x , n_y et n_z

Nous avons reconstruit les profils d'indice par la méthode WKB inverse à partir des valeurs des indices effectifs mesurés.
Ceux-ci sont représentés sur la figure (III.19).

L'épaisseur de guide est évaluée à 4,3 μm . Les variations d'indice en surface et dans la barrière optique sont reportées dans le tableau (III.13).

Sur la figure (III.19), nous observons tout d'abord que les trois profils se superposent presque parfaitement. La variation d'indice obtenue dans la barrière optique est isotrope et relativement faible ($\sim 3\%$). De plus, les positions d'un minimum de profil d'indice et du premier maximum du profil d'endommagement nucléaire (calcul TRIM) coïncident. Les guides implantés He^+ ont toujours montré un léger décalage entre les minima de profil et le maximum du profil d'endommagement. A cet effet, nous avons émis l'hypothèse de l'existence de fortes contraintes au niveau de la barrière optique réalisée par implantation d'ions He^+ . Ces contraintes seraient moins importantes dans le cas de l'implantation d'ions H^+ .

Cependant, signalons qu'à l'inverse, Moretti et al. ont observé des décalages importants entre les profils d'indice et le profil TRIM des guides de LiNbO_3 et de BaTiO_3 implantés H^+ [12], les paramètres d'implantation étaient respectivement 2×10^{16} ions. cm^{-2} à 0,6 MeV et de 1×10^{16} ions. cm^{-2} à 0,3 MeV.

Dans ces matériaux, les minima des profils d'indice sont situés plus en profondeur que le maximum du profil TRIM. Ces écarts ont plutôt été imputés aux approximations utilisés dans le calcul TRIM. Par ailleurs, les diminutions d'indice observées en surface et dans le guide ont été expliquées par des dommages électroniques importants.

Dans notre cas, pratiquement pas d'augmentation d'indice est visible en surface et dans le guide. Les protons induiraient des dommages électroniques moins importants dans la zone guidante ou modifieraient moins l'état de surface des échantillons que les ions He^+ . Dans la barrière optique, nous remarquons que la décroissance de l'indice est moins brutale que celle rencontrée dans les guides implantés He^+ .

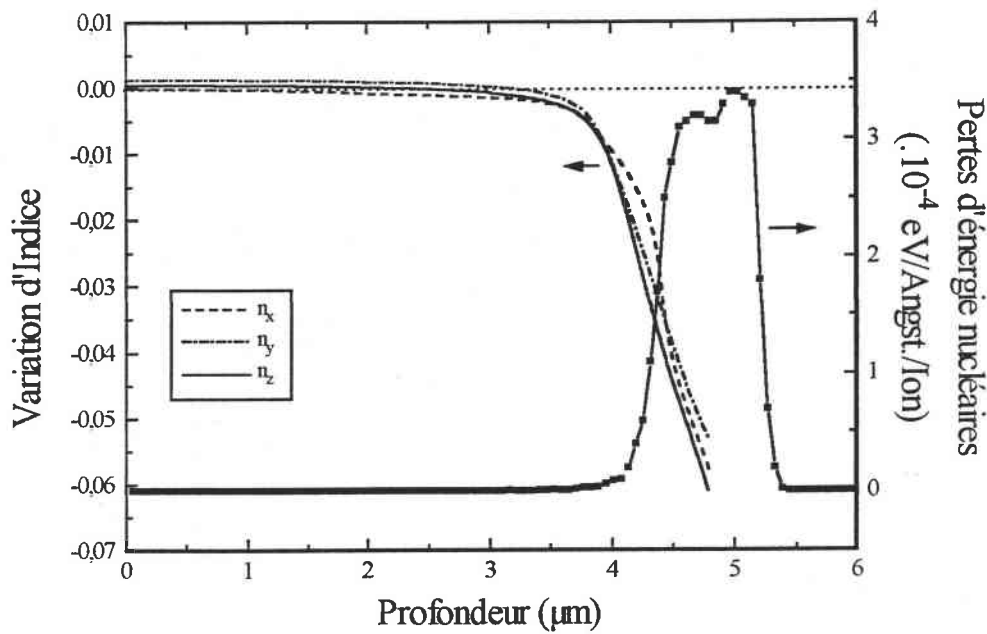


Figure III.19 Profils d'indice n_x , n_y et n_z et profil d'endommagement nucléaire lors de la double implantation d'ions H^+

Indice rencontré	Variation d'indice (%)		Epaisseur (μm)	
	Surface	Bar. Opt.	Guide	Calcul TRIM
n_x	0	-3,3	$4,4\pm0,1$	4,7
n_y	+0,02	-3	$4,3\pm0,1$	
n_z	+0,02	-3,3	$4,3\pm0,1$	

Tableau III.13 Paramètres optogéométriques du guide de KTP YH2 implanté H^+

Nous avons donc mis en évidence, pour la première fois, qu'une double implantation de protons à relativement basse énergie permet de réaliser une structure guidante, dans du KTP (Y-cut).

La zone guidante n'est pratiquement pas affectée par les dommages électroniques et dans la barrière optique, nous avons obtenu une variation d'indice isotrope, contrairement à l'implantation d'ions He^+ .

En résumé, nous avons montré qu'un compromis peut être trouvé entre les paramètres de l'implantation d'ions He^+ et H^+ , dose et énergie, pour réaliser des guides optiques dans du KTP, quelque soit la coupe des échantillons.

Les différents résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau (III.14), avec les conditions d'implantation.

Coupe du KTP et ion implanté	Paramètres d'implantation		Variation d'indice (%)		Remarques
	Energie (MeV)	Dose ($\times 10^{16}$ ions.cm ⁻²)	Surface	Bar. Opt.	
(Z-cut) implanté H^+	1,5	3	Pas de propriété guidante		Barrière optique non confinante
(Z-cut) implanté He^+	2	1	+0,2 (n_x) +0,1 (n_y et n_z)	-5 (n_x et n_y) -7 (n_z)	Guide de 4,8 μm
(Y-cut) implanté H^+	1,0+0,975	2,5+2,5	Pas de propriété guidante		Barrière optique non confinante
	0,55+0,6	0,8+1	0	~-3	Guide de 4,3 μm
(Y-cut) implanté He^+	1,9+2	1+1	+0,06 +0,15 +0,14	-3,4 -2,8 -4	Guide de 4,6 μm Spectres similaires à KTP (Z-cut): He^+
	2+1,9+1,8	0,6+0,2+0,4	Pas de propriété guidante		
	0,9+1+1,1	0,6+0,5+1	+0,2 +0,1 +0,1	-4,5 -2,6 -9	Guide de 2,6 μm Confinement satisfaisant de la lumière

Tableau III.14 Paramètres d'implantation et optogéométriques obtenus sur les guides de KTP implantés H^+ et He^+

Si, en règle générale, le confinement de la lumière dans les guides réalisés semble satisfaisant, on peut espérer l'améliorer ainsi que la propagation, comme de nombreux travaux antérieurs l'ont montré, en effectuant des recuits thermiques après implantation.

En effet, il a été établi que des traitements thermiques permettent de diminuer, voire de supprimer les défauts créés dans la zone guidante [13]. Soulignons cependant que les traitements thermiques affectent aussi la forme de la barrière optique, qui tend à disparaître.

Ould Salem et al. [14] ont étudié la stabilité thermique de guides de LiNbO_3 élaborés par implantation de H^+ à 0,8 MeV (avec 4×10^{16} ions. cm^{-2}). L'influence du recuit est analysée par la mesure des six premiers indices effectifs ordinaires (polarisation TE).

A l'issue de traitements thermiques effectués à 200°C pendant 10 heures puis à 250°C pendant 10 heures supplémentaires, les modes guidés d'ordre 6 et 5 puis 4 et 3, respectivement, ont disparu. Un dernier recuit (24 heures consécutives à 350°C) révèle la disparition totale des modes guidés.

Ces résultats confirment la dynamique que suit la barrière optique avec la durée du processus thermique.

Nous proposons d'étudier l'influence respective de la température et de la durée de recuit sur les propriétés guidantes de guides implantés helium. Cette analyse permettra d'examiner le comportement de la barrière optique et celui des modes guidés.

III.3 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA TEMPERATURE ET DE LA DUREE DE TRAITEMENT THERMIQUE SUR LES PARAMETRES OPTOGEOMETRIQUES DE GUIDE

Nous avons effectué deux traitements thermiques différents sur deux échantillons de KTP implantés He^+ , (Z-cut) et (Y-cut) YHe1, car ils présentent des spectres angulaires semblables pour les mêmes indices de réfraction rencontrés n_Y et n_Z .

III.3.1 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DU TRAITEMENT THERMIQUE

Cette étude concerne l'échantillon (Y-cut) YHe1, implanté He^+ .

Après chaque recuit, nous caractérisons l'échantillon par spectroscopie des lignes noires afin de déterminer le comportement des indices effectifs. A partir de leurs valeurs, nous reconstruisons les profils d'indice puis nous en déduisons les variations d'indice en surface et dans la barrière optique en fonction de la température.

Les recuits débutent à 100°C jusqu'à 600°C par pas de 100°C . Le temps de recuit est maintenu constant à 2 heures. Dans cette étude, nous nous sommes intéressés au comportement des huit premiers modes guidés.

La caractérisation optique linéaire des échantillons de KTP non recuit, a montré que le meilleur confinement de l'onde lumineuse était obtenu pour une polarisation parallèle à l'axe polaire c . En d'autres termes, l'excitation n_Z est la plus efficace.

Aussi, nous commencerons par présenter les résultats concernant l'excitation n_Z .

a) Excitation n_Z

La figure (III.20) montre les spectres angulaires des modes guidés sans traitement thermique, à 200°C , 400°C et 600°C . A 400°C , les creux de réflectivité correspondant aux angles élevés ont tendance à s'élargir et à s'aplatir. Cette observation se confirme à 600°C : les creux de réflectivité ont totalement disparus à ces positions angulaires. Il ne subsiste que des modes d'ordre faible : 0, 1 et 2.

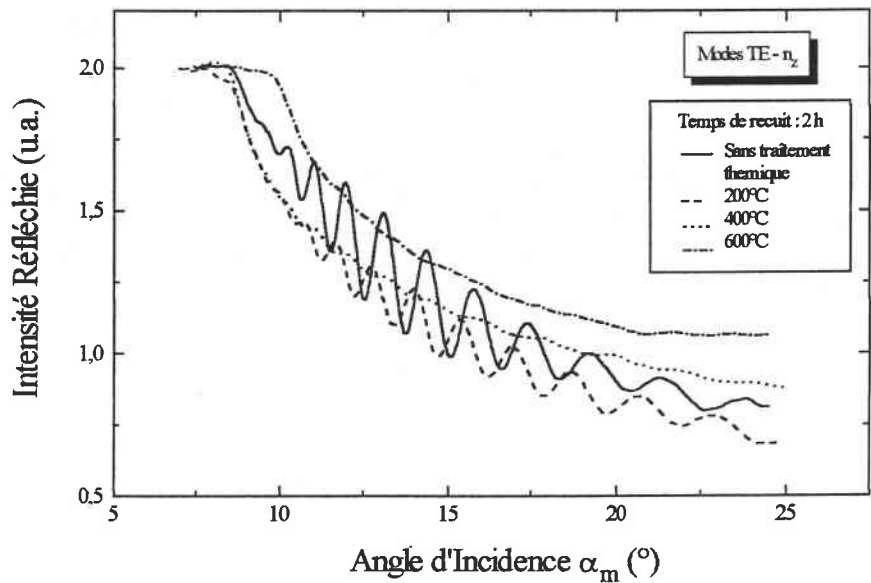


Figure III.20 Spectre angulaire des modes guidés (TE) de n_z à différentes températures (Propagation selon OX)

L'évolution des indices effectifs en fonction de la température de recuit est représentée sur la figure (III.21). A 400°C, les modes guidés d'ordres les plus élevés ont disparu. A 600°C, seuls subsistent les trois premiers modes guidés d'ordres faibles.

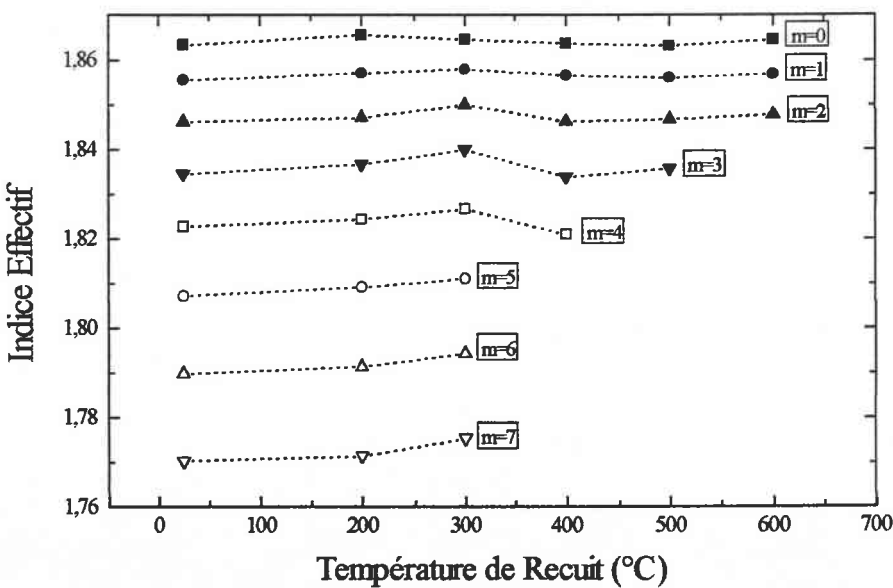


Figure III.21 Evolution des indices effectifs des huit premiers modes guidés (TE) en fonction de la température

Les profils d'indice présentés à la figure (III.22) montrent une diminution de la hauteur de la barrière optique.

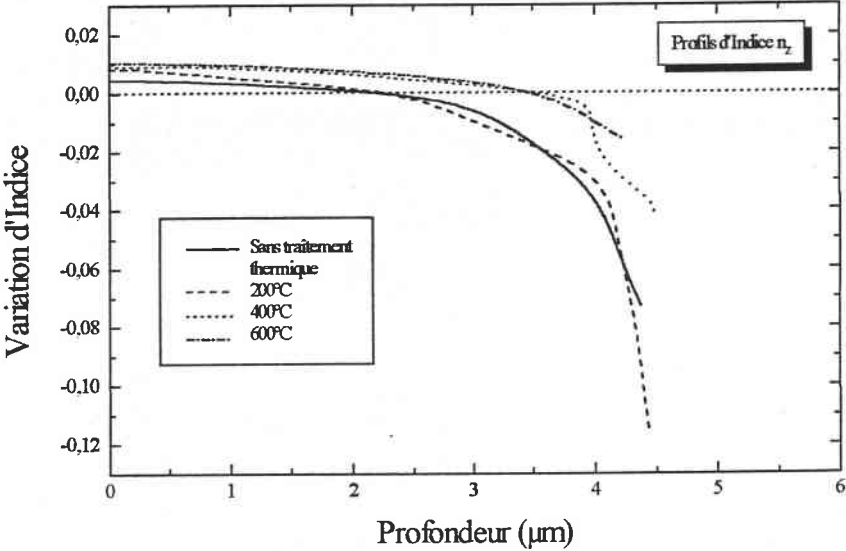


Figure III.22 Profils d'indice de n_z à différentes températures

A partir des profils d'indice sont déduits les variations d'indice à la surface et dans la barrière optique en fonction de la température (figure (III.23)). A la surface, la variation d'indice demeure constante avec la température. Par contre, concernant la barrière optique, sa hauteur diminue lorsque la température augmente tout en gardant la même profondeur ($\sim 4,5 \mu\text{m}$).

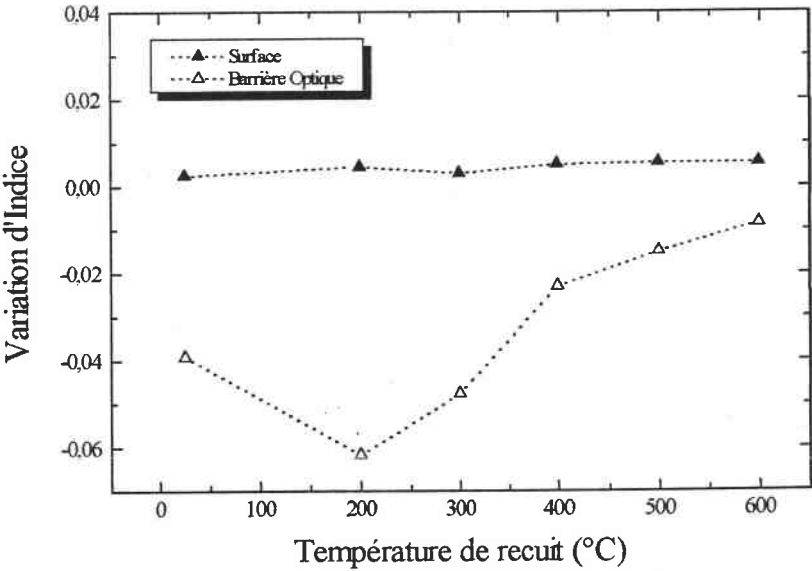


Figure III.23 Evolution des variations d'indice à la surface et dans la barrière optique en fonction de la température de recuit

b) Excitation n_y

Etant données les difficultés d'enregistrement des spectres angulaires, nous n'avons représenté que les paramètres suivants en fonction de la température : indices effectifs, variations d'indice à la surface et dans la barrière optique.

L'évolution des indices effectifs en fonction de la température de recuit est représentée sur la figure (III.24). Tout comme cela a été observé pour l'indice n_z , à 400°C , les modes guidés d'ordres les plus élevés ont disparu. A 600°C , seuls subsistent les trois premiers modes guidés d'ordres faibles.

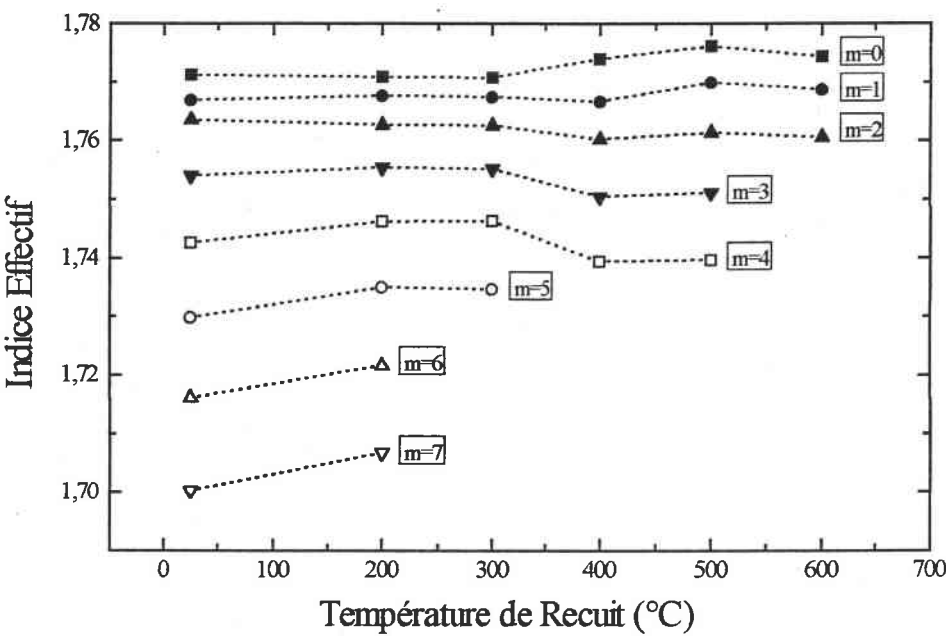


Figure III.24 Evolution des indices effectifs des huit premiers modes guidés (TM) en fonction de la température

Sur la figure (III.25) sont représentées les variations d'indice à la surface et dans la barrière optique en fonction de la température.

A la surface, la variation d'indice semble faiblement affectée par la température. Par contre, la hauteur de barrière optique diminue lorsque la température augmente.

A partir de 400°C , la barrière optique semble s'élargir progressivement et on peut supposer que, au-delà de 600°C , celle-ci est pratiquement détruite.

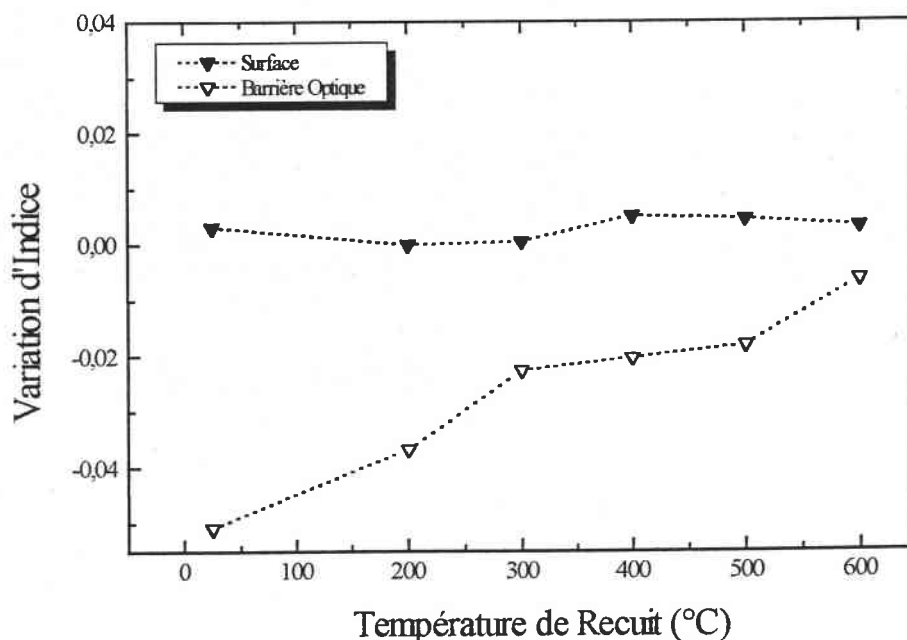


Figure III.25 Evolution des variations d'indice à la surface et dans la barrière optique en fonction de la température de recuit

L'évolution observée des profils d'indice en fonction de la température de recuit n'est pas évident à expliquer. Il faut noter que leur reconstruction, par la méthode WKB inverse repose sur la connaissance exacte des modes optiques. Comme on l'a montré au chapitre II, l'absence de modes dans les spectres angulaires affecte fortement la position et la forme du profil. Il est évident d'après les spectres angulaires des modes mesurés (figure (III.20)) que cette hypothèse ne peut pas être écartée.

Cette étude en fonction de la température révèle, cependant, les points importants suivants :

- l'orientation de l'échantillon ne semble pas influencer sur les effets thermiques observés.
- les modes guidés d'ordre faible demeurent, aux incertitudes de mesure près, stables avec la température, jusqu'à près de 600°C, ce qui est tout à fait remarquable. Au contraire, les modes guidés d'ordre élevé thermiquement plus instables disparaissent.
- la région nucléaire subit les effets thermiques les plus forts, ce qui se manifeste par une diminution de la variation d'indice et un élargissement apparent de la barrière optique.
- la région de dommages électroniques est le siège d'une élévation d'indice modérée.

Les comportements observés doivent être reliés aux évolutions structurales du matériau implanté en fonction de la température.

Rappelons que la cause première d'une variation d'indice dans un matériau cristallin implanté est due à l'endommagement créé, avec des ions légers He^+ ou H^+ , par les cascades de collisions atomiques en fin de parcours des ions (voir chapitre II). L'effet de la présence des ions implantés est probablement secondaire dans le cas de l'hélium (gaz rare), mais pas forcément négligeable dans le cas des ions H^+ , car des liaisons chimiques O-H se forment probablement dans le KTP, comme cela a été observé dans LiNbO_3 [11].

L'effet d'un recuit entraîne, outre une diffusion et une dilution probable des ions implantés dans le matériau, essentiellement et progressivement, un réarrangement atomique et une diminution des contraintes mécaniques dans et autour de la zone implantée.

Nos résultats montrent que le cristal n'a probablement pas retrouvé encore complètement son état après un recuit à 600°C puisque des modes persistent encore à cette température.

L'étude de l'influence de la température sur les paramètres optogéométriques a montré l'existence d'une dynamique de la barrière optique. A présent, nous allons nous intéresser à l'influence du temps de recuit sur ces mêmes paramètres, pour un recuit effectué à température modérée.

III.3.3 INFLUENCE DE LA DUREE DU TRAITEMENT THERMIQUE

Cette étude a été effectuée sur l'échantillon (Z-cut) implanté hélium. Nous avons effectué des recuits à température constante de 200°C aux durées suivantes : 0 h (aucun recuit), 1 h, 2 h, 4 h, 8 h, 16 h, 24 h et 48 h. Le choix de durées élevées vient du fait qu'il a été observé des disparitions de modes guidés d'ordre élevé dans des guides de LiNbO_3 implantés He^+ [13]. Comme dans l'étude précédente, nous présentons d'abord les résultats expérimentaux obtenus pour l'indice n_z puis ceux de n_y . Dans ce travail, nous avons pris en considération les sept premiers modes guidés.

a) Excitation n_z

Les spectres angulaires des modes guidés sont donnés par la figure (III.26). Contrairement à l'étude précédente, nous n'observons pas de disparition de mode guidé. Par contre, à partir de 16 h de recuit, les creux de réflectivité ont tendance à être moins profonds et à s'élargir. Cet

élargissement est plus évident lors d'un recuit de 48 h. Nous remarquons le décalage angulaire du spectre de 8 h avec celui obtenu sur l'échantillon non recuit. Ce décalage s'estompe lorsque la durée de recuit augmente et semble s'annuler à 48 h de recuit.

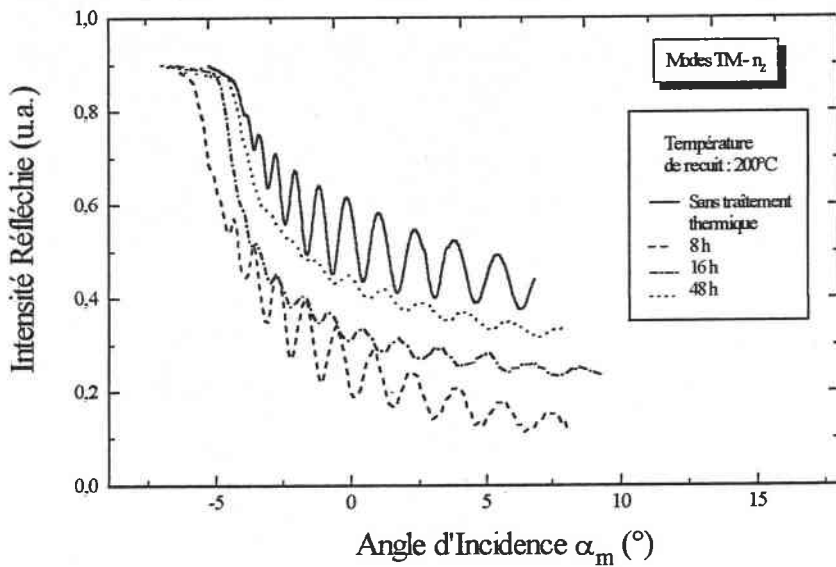


Figure III.26 Spectres angulaires des modes guidés (TM) à différentes durées de recuit

L'évolution des indices effectifs en fonction de la durée de recuit est représentée sur la figure (III.27). Leurs valeurs augmentent légèrement au cours des premières heures du recuit, jusqu'à 8 h pour se stabiliser progressivement (48 h).

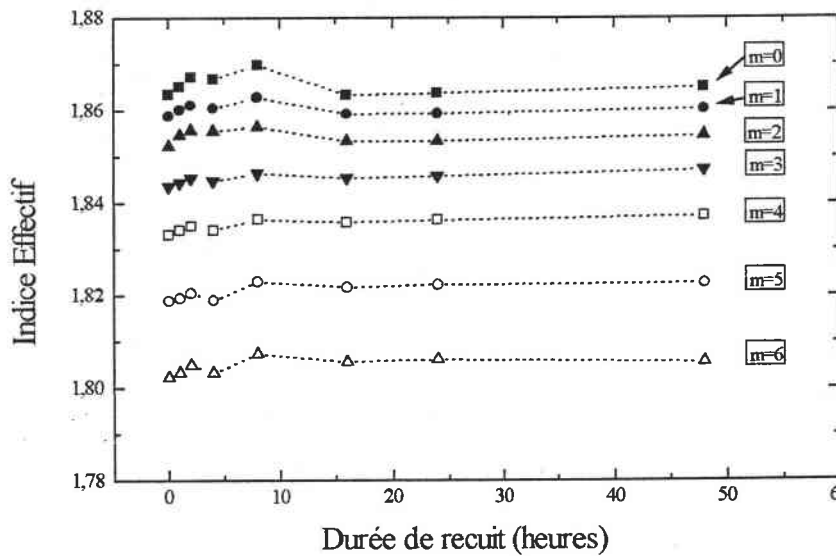


Figure III.27 Evolution des indices effectifs des sept premiers modes guidés (TM) en fonction de la durée de recuit

Les profils d'indice pour des durées de 0 h, 8 h et 48 h sont représentés sur la figure (III.28). Les hauteurs de barrière optique demeurent sensiblement identiques pour les échantillons non traité et recuit pendant deux jours. Le décalage des minima de profils peut s'expliquer par la méthode de reconstruction utilisée. Nous remarquons une légère augmentation de l'indice à la surface.

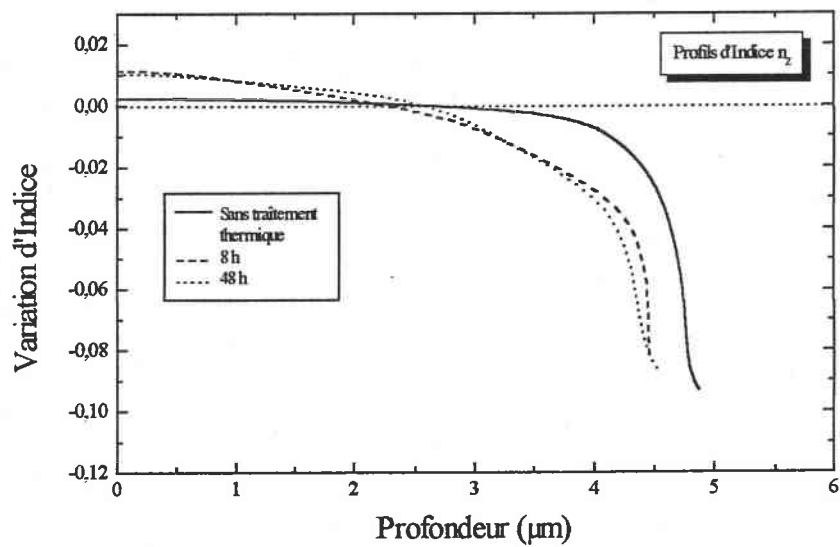


Figure III.28 Profils d'indice de n_z à différentes durées de recuit

L'évolution des variations d'indice à la surface et dans la barrière optique en fonction du temps de recuit est donnée sur la figure (III.29).

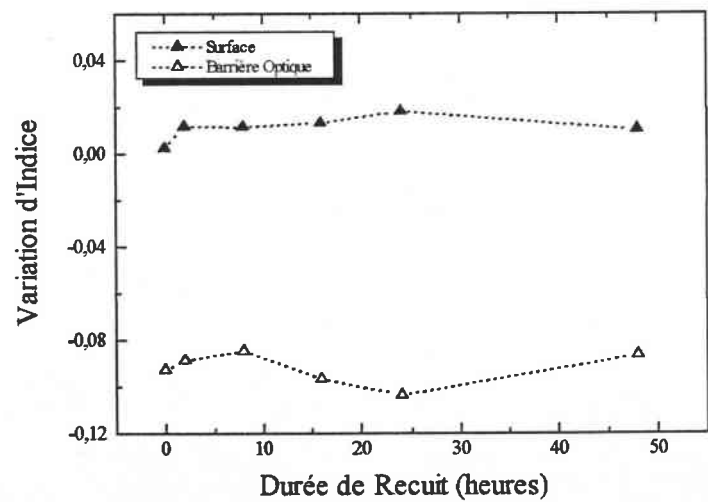


Figure III.29 Evolution des variations d'indice à la surface et dans la barrière optique avec la température de recuit

A partir de 2 h de recuit, la variation d'indice à la surface augmente pour demeurer constante jusqu'à la durée maximale. Par contre, la variation d'indice dans la barrière optique reste relativement constante pour toutes les durées de recuit. De plus, la position de la barrière optique reste fixe jusqu'à deux jours de recuit. A partir de ces résultats, on peut supposer que les effets thermiques en temps ont peu d'influence sur la barrière optique.

b) Excitation n_y

Comme au cours de l'étude en fonction de la température de recuit, nous n'avons représenté que les paramètres suivants en fonction de la durée de recuit : indices effectifs, variations d'indice à la surface et dans la barrière optique.

La figure (III.30) donne l'évolution des indices effectifs en fonction de la température de recuit. Les valeurs des indices effectifs ont tendance à augmenter légèrement avec le temps de recuit.

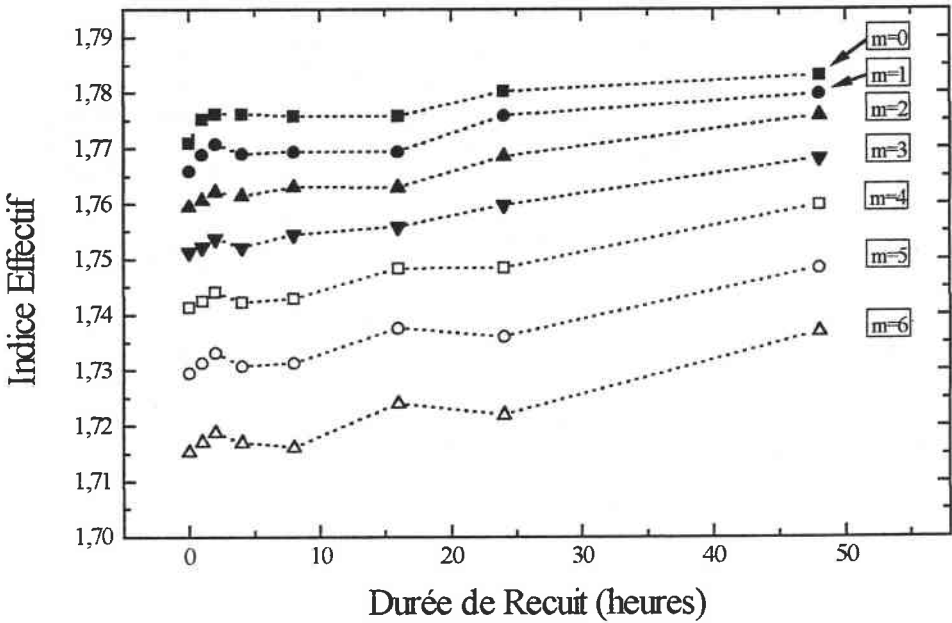


Figure III.30 Evolution des indices effectifs des sept premiers modes guidés (TE) en fonction de la durée de recuit

La figure (III.31) donne l'évolution des variations d'indice à la surface et dans la barrière optique en fonction du temps de recuit.

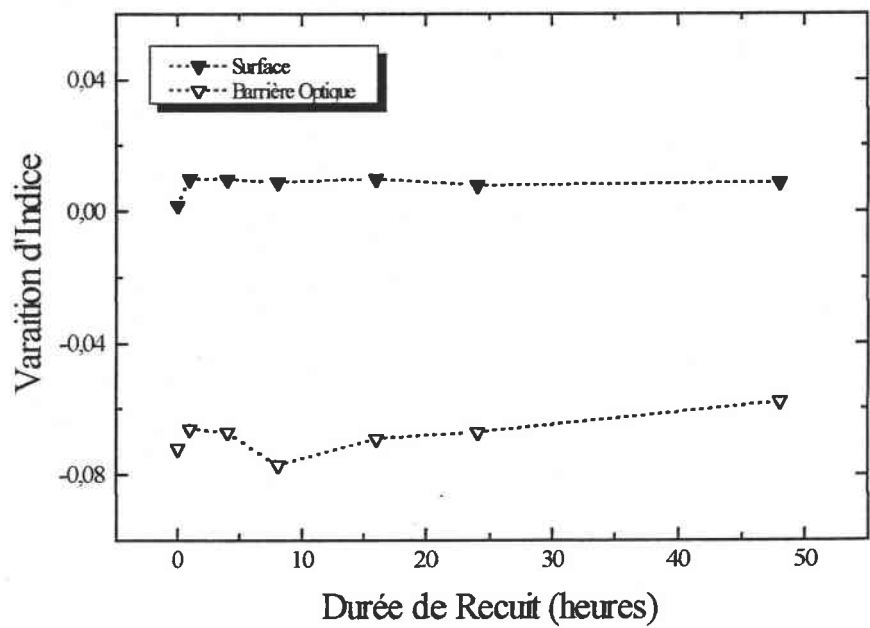


Figure III.31 Evolution des variations d’indice à la surface et dans la barrière optique avec la température de recuit

Comme cela a déjà été observé pour n_z , en surface la variation d’indice augmente après 2 h de recuit pour rester constante. Dans la barrière optique, cette variation est également peu perturbée par la durée de recuit.

La stabilité thermique en temps de la barrière optique est donc confirmée pour les polarisations parallèles et normales à l’axe polaire c .

Ces résultats laissent supposer que la position de la barrière optique demeure relativement fixe durant les recuits thermiques subis par l’échantillon

En comparaison avec l’étude en température, nous remarquons que la variation d’indice en surface demeure pratiquement constante après 2 h de recuit. La variation d’indice dans la barrière optique est peu perturbée par un recuit de 2 h ou de 48 h.

L’étude en fonction de la durée de recuit n’a pas montré de modification importante des paramètres de guide. On notera cependant une évolution du confinement des modes guidés plus évidente pour n_z que pour n_y . La zone de dommages nucléaires semblent relativement insensible aux effets thermiques longs, à cette température de recuit (200°C).

Cette étude de l'influence des recuits thermiques sur les paramètres optogéométriques (variation d'indice en surface et dans la barrière optique) a révélé les points suivants :

- une grande stabilité thermique car des modes subsistent jusqu'à 600°C
- un élargissement de la barrière optique pour des hautes températures pendant des temps courts (2 h) avec pertes de confinement de la lumière.
- la relative stabilité de la barrière pour des effets thermiques longs à faible température (200°C).

D'une manière générale, les recuits à haute température entraînent un élargissement de la barrière optique. Ainsi, un recuit adéquat (durée, température) permettrait d'améliorer le confinement de la lumière et donc limiterait les pertes à travers la barrière optique.

La détermination des pertes est très importante car elle permet de définir les performances du guide en optique linéaire mais surtout en optique non-linéaire.

Dans la partie suivante, nous donnerons une estimation des pertes mesurées.

III.4 EVALUATION DES PERTES OPTIQUES

L'atténuation de l'intensité de l'onde électromagnétique guidée suit trois principaux mécanismes [6] :

- ◆ l'absorption par le matériau.
- ◆ diffusion aux interfaces Superstrat-Guide et Guide-Substrat ou par des imperfections et des fluctuations de densités intrinsèques ou extrinsèques (induit par le processus d'élaboration de guide) dans le matériau guidant de dimension comparable à celle de la longueur d'onde optique.
- ◆ perte par effet tunnel si le guide est confiné par une barrière optique étroite de faible indice de réfraction.

Les pertes par absorption sont de deux types :

- effets inhérents résultant de la présence d'impuretés dans le matériau original, engendrant plusieurs bandes d'absorption.

- la présence de centres colorés produits par irradiation ionique lors du processus de fabrication du guide.

Ces derniers peuvent généralement être détruits par traitement thermique.

D'autres causes de pertes par absorption ou diffusion peuvent être issues de contraintes dues au polissage. Ces pertes à la surface (région guidante) sont bien plus importante que celles mesurées dans le matériau massif.

Les pertes par diffusion s'expliquent par la présence de défauts ou de rugosité de surface initialement existant dans le matériau ou induit par le processus d'élaboration de guide.

L'implantation ionique peut induire des défauts en surface, par des effets thermiques ou des charges électriques, qui entraîneraient une diffusion de la lumière guidée.

Dans la région guidante, il faut noter que l'on a aussi un endommagement de type nucléaire, certes statistiquement faible (voir calcul TRIM, chapitre II) comparativement à la zone de fin de parcours des ions, mais qui existe et crée ainsi des centres diffusants. Le traitement thermique effectué à 200°C pendant 2 h sur nos guides devrait contribuer à réduire les pertes dues aux processus décrits ci-dessus.

Concernant les pertes par effet "tunnel", ce mécanisme n'existe que dans les guides présentant une barrière optique comme celle créée par implantation ionique.

En effet, une barrière optique très étroite laisse fuir la lumière à travers elle. On peut généralement augmenter son épaisseur en augmentant la dose implantée ou en procédant à des implantations multiples à plusieurs énergies.

Ainsi, il serait avantageux d'utiliser une dose ionique élevée pour obtenir une barrière optique large afin d'éliminer les pertes par effet tunnel.

Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, l'utilisation de telles doses crée davantage d'absorption et de diffusion dans le matériau.

Un bon compromis pour l'obtention de barrière optique large est d'utiliser des doses ioniques relativement faibles et de procéder à des implantations multiples.

Dans notre étude, une implantation multiple à faible énergie à deux doses faibles et une dose élevée a permis d'obtenir un confinement satisfaisant de la lumière. Cela a montré qu'une barrière plus épaisse limite la fuite de lumière et donc les pertes par effet "tunnel".

De nombreuses techniques de mesure des pertes optiques existent selon les méthodes de couplage utilisées :

- Couplage et découplage par prismes [15].
- Couplage et découplage par la tranche du guide [12,16].
- couplage par le prisme et découplage par la tranche [17]

Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé le couplage-découplage par la tranche pour avoir une estimation des pertes optiques. Les valeurs obtenues en polarisation TE (n_z), pour des guides non recuits, sont reportées dans le tableau (III.15).

Echantillons de KTP (Y-cut)	Estimation des pertes (dB.cm ⁻¹)
implanté H ⁺	<5
implanté He ⁺	<3

Tableau III.15 Estimation des pertes des guides de KTP (Y-cut) implantés H⁺ et He⁺

En résumé, nous avons réalisé et étudié au cours de ce chapitre des guides d'onde plans dans des substrats de KTP (Y-cut) et (Z-cut) par implantation d'ions He⁺ et H⁺.

Un compromis entre l'énergie et la dose ionique a permis d'améliorer le confinement de lumière dans ces structures. L'utilisation de faibles énergies et de doses modérées ont montré qualitativement et quantitativement une limitation des pertes par effet "tunnel".

L'étude menée sur les recuits thermiques en température et en durée complète la caractérisation optique linéaire et n'a pas permis d'obtenir une amélioration très significative du confinement de la lumière.

CONCLUSION

Nous avons réalisé une structure guidante par implantation d'ions He^+ dans un substrat de KTP (Z-cut). Le guide présente une épaisseur de $4,8 \mu\text{m}$, pour une énergie d'implantation de 2 MeV. Par contre l'implantation d'ions H^+ dans cet échantillon n'a pas révélé de propriété guidante.

Dans le cadre de l'implantation d'ions He^+ , nous avons réalisé un guide de faible épaisseur ($2,6 \mu\text{m}$) en diminuant l'énergie d'irradiation (1 MeV). Implanté de façon multiple, cet échantillon (Y-cut) montre qualitativement qu'il peut bien confiner la lumière à faible pertes, d'après les spectres angulaires obtenus. Ce guide serait alors utilisable dans des applications de doublage de fréquence.

Par implantation multiple d'ions H^+ à très faible énergie (0,6 MeV) dans un substrat de KTP (Y-cut), nous avons réalisé un guide de $4,3 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les pertes y ont été estimées inférieures à 5 dB.cm^{-1} . Pour la première fois, à notre connaissance, un guide est élaboré par implantation d'ions H^+ à une énergie inférieure à 1 MeV dans un KTP (Y-cut).

Les traitements thermiques ont révélé la stabilité thermique des structures guidantes réalisées par implantation à des températures inférieures à 400°C . La barrière optique créée par implantation semble s'élargir à des températures élevées (600°C). Par contre, elle est peu perturbée par des recuits de plusieurs dizaines d'heures (48 h).

Nous avons vu l'influence des paramètres d'implantation (énergie, dose et ion) ainsi que ceux de traitement thermique sur les propriétés optiques du matériau.

Dans le cas de l'implantation de protons, l'absence de propriété guidante dans le cas Z-cut demeure inexpliquée.

Le prochain chapitre traitant de l'influence des paramètres d'implantation sur les propriétés optiques non-linéaires permettra d'apporter un élément de réponse.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] A. Boudrioua, P. Moretti and J.C. Loulergue, *J. Non Crystal. Sol.*, vol. **187**, p. 443, 1995.
- [2] A. Boudrioua, P. Moretti, J.C. Loulergue and K. Polgar, *Phys. Stat. Sol. (a)*, vol. **153**, p. 553, 1996.
- [3] P. Bindner, A. Boudrioua, J.C. Loulergue and P. Moretti, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, vol. **B 142**, p. 329-337, 1998.
- [4] R. Petit and M. Cadilhac, *J. Optics*, vol. **8**, n° 1, p. 41-49, 1977.
- [5] L. Zhang, P.J. Chandler and P.D. Townsend, *J. Appl. Phys.*, vol. **70**, n° 3, p. 1185-1189, 1991.
- [6] P.D. Townsend, *Rev. Prog. Phys.*, vol. **50**, 1994.
- [7] P. Rejmankova, J. Baruchel and P. Moretti, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **B 226**, p.293, 1996.
- [8] Y. Avrahami, E. Zolotoyako, *Nucl Inst. Meth. Phys. Res.*, **B 120**, p.84-87, 1996.
- [9] T. Pliska, D. Fluck, P. Günter, L. Beckers and C. Buchal, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **15**, n° 2, p.628-639, 1998.
- [10] P. Bindner, A. Boudrioua, J.C. Loulergue and P. Moretti, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, vol. **B 120**, p. 88-92, 1996.
- [11] S. Ould Salem, *Thèse de Doctorat*, Université de Lyon I, 1995.
- [12] P. Moretti, P. Thévenard, K. Wirl, P. Hertel, H. Hesse, E. Krätzig and G. Godefroy, *Ferroelectrics*, vol. **128**, p. 13-18, 1992.
- [13] G.L. Destefanis, J.P. Gaillard, E.L. Ligeon, S. Valette, B.W. Farmery, P.D. Townsend and A. Perez, *J. Appl. Phys.*, vol. **50**, p. 7898, 1979.
- [14] S. Ould Salem, P. Moretti, B. Canut, K. Wirl and P. Hertel, *J. Optics*, vol. **24**, n° 5, 1993.
- [15] Y.H. Won, P.C. Janssan and G.H. Chartier, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **37**, n°6, 1986.
- [16] D. Kip, S. Aulkemeyer and P. Moretti, *Opt. Lett.*, vol. **20**, n°11, 1995.
- [17] A. Boudrioua and J.C. Loulergue, *Opt. Com.*, vol. **137**, p. 37-40, 1997.

CHAPITRE IV

CARACTERISATION OPTIQUE NON-LINEAIRE DES GUIDES D'ONDE PLANS DE KTiOPO_4

SOMMAIRE

INTRODUCTION	116
IV.1 GENERALITES	117
IV.2 RAPPELS THEORIQUES SUR L'OPTIQUE NON LINEAIRE QUADRATIQUE EN REFLEXION	120
IV.2.1 POLARISATION TE	123
IV.2.2 POLARISATION TM.....	125
IV.2.3 PUISSANCE DES FAISCEAUX REFLECHIS	126
a) Cas de la SHEW	126
b) Cas de la MGSB.....	129
IV.3 CARACTERISATION NON LINEAIRE DE KTP IMPLANTE H+ ET HE+ PAR LA TECHNIQUE SHEW.....	131
IV.3.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE LA TECHNIQUE SHEW	131
IV.3.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	133
a) Résultats expérimentaux	133
b) Discussion	135
c) Conclusion.....	137
IV.4 CARACTERISATION DE KTP IMPLANTE H+ ET HE+ PAR LA TECHNIQUE DE MGSB	139
IV.4.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	139
IV.4.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	142
a) Résultats expérimentaux	142
b) Discussion	147
c) Conclusion.....	150
CONCLUSION	151
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	152

INTRODUCTION

Après avoir déterminé les paramètres opto-géométriques des échantillons étudiés, nous nous intéressons aux propriétés optiques non linéaires de la structure guidante.

Pour cela, nous avons utilisé deux techniques fondées sur le principe de Génération de Seconde Harmonique par Réflexion, la première par Onde Evanescence (SHEW) pour analyser la non-linéarité de surface, la seconde par réflexion normale (MGSH) pour examiner les éventuels effets de l'implantation sur la non-linéarité du matériau.

La première partie de ce chapitre situe, dans un premier temps, le cadre de ce travail en décrivant les travaux de recherche ayant utilisé ces techniques.

Nous aborderons dans une seconde partie leur aspect théorique en rappelant les notions d'optique non-linéaire quadratique.

La troisième partie est consacrée à la présentation des dispositifs expérimentaux mis en place au laboratoire, aux résultats expérimentaux et à leurs interprétations.

IV.1 GENERALITES

Des études effectuées sur des guides de LiNbO_3 élaborés par échange protonique ont montré des efficacités de conversion de GSH mesurées inférieures à celles obtenues sur des échantillons non traités [1,2].

Les mesures de $\chi^{(2)}$ effectuées sur ces guides en réflexion à 45° sur la surface de l'échantillon ont révélé des réductions relativement fortes (de l'ordre de 40%) par rapport au cristal vierge, 90 % de la non-linéarité étant restaurée par traitement thermique (10 h à 350°C) [3, 4, 5].

Le LiNbO_3 étant transparent à $1,064\ \mu\text{m}$ et $0,532\ \mu\text{m}$, la contribution du substrat vierge à la GSH peut expliquer les précédents résultats et donner une interprétation éloignée de la réalité. En effet, dans ce cas, le phénomène non-linéaire a lieu sur une longueur supérieure à la longueur de cohérence.

C'est la raison pour laquelle, Laurell et al [6] ont entrepris des études sur ces guides à une longueur d'onde fondamentale inférieure à $0,532\ \mu\text{m}$. Dans cette situation, la longueur d'onde de l'onde harmonique est de $0,266\ \mu\text{m}$ et correspond à un domaine spectral de grande absorption des guides et du substrat, seule la lumière harmonique générée à la surface du guide est détectée. L'intensité du faisceau harmonique étant proportionnelle au coefficient non-linéaire rencontré, sa mesure permet de déceler des perturbations des propriétés non-linéaires. Ces études ont montré que les non-linéarités des guides de LiNbO_3 (Z-cut) élaborés par échange protonique étaient réduites de 30 fois de celles des échantillons vierges et elles ont difficilement été restaurées après traitement thermique.

L'équipe de M.M. Fejer a appliqué cette technique à des échantillons de LiNbO_3 (X-cut) échangés H^+ taillés en biseau pour explorer la zone guidante et la zone vierge, a mis en évidence la disparition de la non-linéarité [7]. Après un long traitement thermique (63 h à 333°C), le coefficient d_{33} est à 80 % de celle du matériau vierge.

Des résultats similaires sur des guides de LiTaO_3 (Z-cut) échangés protons ont été reportés par H. Åhlfeldt en utilisant le même principe à la longueur d'onde fondamentale de $1,064\ \mu\text{m}$ mais en réflexion normale sur la tranche de l'échantillon [8]. Un traitement thermique à 400°C pendant 16 h permet la restauration de la valeur de d_{33} vierge.

Cette technique a été appliquée aux guides implantés He^+ dans KNbO_3 et dans LiNbO_3 en utilisant des échantillons taillés en biseau [9,10].

Les travaux sur les guides de KNbO_3 effectués par l'équipe de P. Günter ont montré une perte de 50 % de la non-linéarité (d_{32}) dans la zone guidante, rapportée à celle de la zone vierge. Elle chute de 20 à 30 % dans la barrière optique et, après celle-ci, retrouve progressivement la valeur du matériau vierge.

Un traitement thermique de 8 h à 180°C améliore peu la non-linéarité du guide. L'hypothèse d'une dépolarisation microscopique a été envisagée pour expliquer la perte partielle de non-linéarité. Les mesures effectuées sur les échantillons recuits et repolarisés ont semblé confirmé l'hypothèse envisagée car leurs propriétés optiques non-linéaires ont été restaurées à 90 % dans la zone guidante et à 30 % dans la barrière optique.

Plus récemment, l'équipe de P.D. Townsend a appliqué cette même technique et a mis en évidence la restauration complète du coefficient non-linéaire d_{33} dans les guides de LiNbO_3 (Y-cut) implantés He^+ par un traitement thermique de 30 min. à 200°C [10]. Le profil en profondeur de la non-linéarité en référence à celle du matériau vierge a été réalisé pour plusieurs doses ioniques à énergie d'implantation de 2 MeV. Pour tous les échantillons implantés, une perte de 20 à 25 % est observée dans la région guidante. Dans le cas de faible dose ionique ($1 \times 10^{15} < D_{\text{He}^+} < 5 \times 10^{15} \text{ ions.cm}^{-2}$), la perte de non-linéarité augmente de 25% à 60% dans la barrière optique, elle est totale pour des doses ioniques standard ($1 \times 10^{16} < D_{\text{He}^+} < 2 \times 10^{16} \text{ ions.cm}^{-2}$). Ces valeurs sont vérifiées avant et après le recuit dont les conditions sont données ci-dessus.

En collaboration avec H. Ählfeldt, F. Laurell a appliqué la technique de GSH en réflexion normale sur la tranche aux guides de KTP élaborés par échange de rubidium et de barium ($90\% \text{Rb}^+ + 10\% \text{Ba}^{2+}$) [11]. Le profil en profondeur du coefficient d_{33} a montré l'existence de plusieurs zones de différentes non-linéarités supérieures à celles observées pour une zone vierge (jusqu'à 40 fois dans la zone guidante). Ces perturbations de la non-linéarité sont attribuées à un changement de structure cristalline due au processus d'échange ionique.

Les travaux précédemment exposés font état de l'influence du processus de fabrication des guides. Quelque soit le matériau, l'échange ionique semble induire de fortes perturbations des propriétés optiques non-linéaires du matériau. Dans LiNbO_3 et LiTaO_3 , la non-linéarité est pratiquement détruite après le processus physico-chimique. Elle réapparaît après traitement thermique.

Au contraire, dans le cas du KTP, l'échange ionique entraîne une forte perte voire une destruction complète de la non-linéarité qui se manifeste par des pics du signal de seconde harmonique.

Les guides de KNbO_3 et de LiNbO_3 réalisés par implantation d'hélium présentent des pertes de non-linéarité qui sont, cependant, moins importantes, que celles observées pour les guides échangés. Un traitement thermique adapté permet de les restaurer complètement dans la zone guidante.

Les techniques précédemment exposées ont permis d'obtenir le profil en épaisseur des non-linéarités. Cependant, elles ne permettent pas de définir d'éventuelles perturbations en surface des propriétés optiques non-linéaires. La technique SHEW, récemment développée par Kiguchi et al. [12] pour l'étude de poudre, a été étendue à l'étude des cristaux.

Son principe repose sur la génération de Seconde Harmonique par Onde Evanescente (SHEW). La réflexion totale de l'onde incidente sur le milieu non-linéaire élimine la lumière harmonique diffusée, dans ce milieu, source d'erreurs dans la méthode précédente.

De plus, en réflexion totale, la taille des grains n'intervient pas. C'est pourquoi, cette technique a été rapidement étendue aux matériaux organiques sous forme de poudre (MNA, m-NA, PNP, POM) pour ne citer que les plus connus, en vue de déterminer leurs coefficients optiques non-linéaires de GSH [13]. L'équipe de M. Kiguchi a également appliquée la SHEW aux cristaux de quartz pour déterminer ses coefficients non-linéaires d_{ij} [14].

Cette technique a été développée au sein du laboratoire suite à un travail de thèse [15]. Elle a été appliquée à de nouveaux matériaux organiques tels que le MMONS, le NPP et le NPAN qui présentent des coefficients non-linéaires effectifs fort intéressants dont les valeurs mesurées sont respectivement 71, 84 et 57 pm.V^{-1} [16].

Etendue à la caractérisation optique non-linéaire de cristaux, la technique SHEW a permis de déterminer les coefficients non-linéaires d_{31} , d_{32} et d_{33} de LiNbO_3 et $\beta\text{-BBO}$ de façon relative en prenant comme référence la valeur obtenue de d_{33} de LiNbO_3 [17].

Ces travaux se poursuivent actuellement dans le domaine des guides d'onde élaborés par implantation ionique. En effet, l'analyse du comportement du signal SHEW permet de remonter aux non-linéarités de surface et de déduire de possibles perturbations de coefficients non-linéaires liées à l'implantation ionique.

Dans ce chapitre, nous proposons d'étudier l'influence de la nature de l'ion implanté et de la coupe du cristal sur les propriétés optiques non-linéaires du KTP.

Comme nous l'avons vu au cours de la présentation des travaux antérieurs, la technique de GSH par Réflexion Normale permet d'obtenir le profil en profondeur du coefficient non-linéaire rencontré. Nous utiliserons également la technique SHEW pour l'étude des guides de KTP.

La combinaison des résultats obtenus par ces deux techniques donne une cartographie des non-linéarités de l'échantillon dans deux dimensions.

Ces deux techniques reposent sur le principe de réflexion d'une onde incidente à l'interface séparant un milieu linéaire d'un milieu non-linéaire. A partir des équations de Maxwell, nous rappelons les étapes principales de calcul des puissances des signaux réfléchis dans le prochain paragraphe.

IV.2 RAPPELS THEORIQUES SUR L'OPTIQUE NON-LINEAIRE QUADRATIQUE EN REFLEXION

Ce paragraphe rappelle, à partir des solutions de l'équation de propagation de l'onde de seconde harmonique, les expressions des champs électrique et magnétique de l'onde harmonique.

Celles-ci permettent de calculer les puissances harmoniques réfléchies et transmises, à l'interface entre un milieu linéaire et non-linéaire, dans les cas où l'onde est polarisée perpendiculairement (TE) et parallèlement (TM) au plan d'incidence.

Nous nous intéresserons plus particulièrement aux puissances réfléchies fondamentale et harmonique, dans le cadre de la technique de MGS, et à la puissance harmonique, dans le cadre de la technique SHEW.

Considérons une onde électromagnétique de pulsation ω arrivant sous un angle θ_i à la surface séparant un milieu linéaire d'un milieu non-linéaire.

Ces derniers sont supposés diélectriques, anisotropes, non absorbants et homogènes, de perméabilité magnétique μ_0 .

Le champ électrique de l'onde transmise dans le milieu non-linéaire, $\mathbf{E}_T^\omega$, y induit une onde de polarisation non-linéaire $\mathbf{P}^{2\omega}$ qui se propage à la pulsation double 2ω .

La propagation de l'onde de seconde harmonique, comme pour toute onde électromagnétique, est régie par les équations de Maxwell à partir desquelles est déduite l'équation de propagation.

Les équations de Maxwell en régime harmonique sont rappelées ci-dessous :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\epsilon_0[(n^{2\omega})^2]\mathbf{E}^{2\omega} + \mathbf{P}^{2\omega}) &= 0 & \nabla \times \mathbf{E}^{2\omega} &= j2\omega\mu_0\mathbf{H}^{2\omega} \\ \nabla \cdot \mathbf{H}^{2\omega} &= 0 & \nabla \times \mathbf{H}^{2\omega} &= -j2\omega(\epsilon_0[(n^{2\omega})^2]\mathbf{E}^{2\omega} + \mathbf{P}^{2\omega}) \end{aligned} \quad (\text{IV.1})$$

où : $\mathbf{E}^{2\omega}$ est le vecteur champ électrique de seconde harmonique
 $\mathbf{H}^{2\omega}$ est le vecteur champ magnétique de seconde harmonique
 μ_0 est la perméabilité magnétique du vide
 ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide
 $n^{2\omega}$ est l'indice de réfraction du milieu non-linéaire à la fréquence 2ω .

L'équation de propagation de l'onde harmonique résultante du système (IV.1) a pour expression :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}^{2\omega} - 4\omega^2\mu_0\epsilon_0[(n^{2\omega})^2]\mathbf{E}^{2\omega} = 4\mu_0\omega^2\mathbf{P}^{2\omega} \quad (\text{IV.2})$$

Comme l'ont étudié et montré N. Bloembergen et P.S. Pershan en 1962, il existe deux solutions de l'équation (IV.2) [18].

La première des solutions concerne l'onde réfléchiée à la surface considérée vers le milieu linéaire. Elle est décrite par les champs électrique et magnétique, $\mathbf{E}_R^{2\omega}$ et $\mathbf{H}_R^{2\omega}$ dont les expressions sont données ci-dessous :

$$\begin{cases} \mathbf{E}_R^{2\omega} = \mathbf{e}_R |E_R^{2\omega}| \exp j(\mathbf{k}_R^{2\omega} \cdot \mathbf{r} - 2\omega t) \\ \mathbf{H}_R^{2\omega} = \frac{1}{2\omega\mu_0} (\mathbf{k}_R^{2\omega} \wedge \mathbf{e}_R) |E_R^{2\omega}| \exp j(\mathbf{k}_R^{2\omega} \cdot \mathbf{r} - 2\omega t) \end{cases} \quad (\text{IV.3})$$

où : $|E_R^{2\omega}|$ est l'amplitude du champ électrique harmonique réfléchi

$\mathbf{k}_R^{2\omega}$ est le vecteur d'onde de l'onde harmonique réfléchi de module :

$$|\mathbf{k}_R^{2\omega}| = \frac{2\omega n_L^{2\omega}}{c}$$

$n_L^{2\omega}$ est l'indice de réfraction du milieu linéaire à la fréquence 2ω

$\mathbf{e}_R$ est le vecteur polarisation du champ électrique harmonique réfléchi

$\mathbf{r}$ est le vecteur position

La seconde solution décrit l'évolution de l'onde transmise dans le milieu non-linéaire. Ses champs électrique et magnétique, $\mathbf{E}_T^{2\omega}$ et $\mathbf{H}_T^{2\omega}$, ont pour forme :

$$\begin{cases} \mathbf{E}_T^{2\omega} = \mathbf{e}_T |E_T^{2\omega}| \exp j(\mathbf{k}_T^{2\omega} \cdot \mathbf{r} - 2\omega t) - \frac{|P^{2\omega}|(4\omega^2\mu_0^2)}{((\mathbf{k}_T^{2\omega})^2 - (\mathbf{k}_S^{2\omega})^2)} \left[\mathbf{p} - \frac{\mathbf{k}_S^{2\omega}(\mathbf{k}_S^{2\omega} \cdot \mathbf{p})}{(\mathbf{k}_T^{2\omega})^2} \right] \exp j(\mathbf{k}_S^{2\omega} \cdot \mathbf{r} - 2\omega t) \\ \mathbf{H}_T^{2\omega} = \frac{1}{2\omega\mu_0} \left[(\mathbf{k}_T^{2\omega} \wedge \mathbf{e}_T) |E_T^{2\omega}| \exp j(\mathbf{k}_T^{2\omega} \cdot \mathbf{r} - 2\omega t) - \frac{|P^{2\omega}|}{((\mathbf{k}_T^{2\omega})^2 - (\mathbf{k}_S^{2\omega})^2)} (\mathbf{k}_S^{2\omega} \wedge \mathbf{p}) \exp j(\mathbf{k}_S^{2\omega} \cdot \mathbf{r} - 2\omega t) \right] \end{cases} \quad (\text{IV.4})$$

où : $|E_T^{2\omega}|$ est l'amplitude du champ électrique harmonique transmis

$|P^{2\omega}|$ est l'amplitude de la polarisation non-linéaire

$k_T^{2\omega}$ est le vecteur d'onde de l'onde harmonique transmise de module :

$$|k_T^{2\omega}| = \frac{2\omega n_{NL}^{2\omega}}{c}$$

$n_{NL}^{2\omega}$ est l'indice de réfraction du milieu non-linéaire à la fréquence harmonique

$k_S^{2\omega}$ est le vecteur d'onde de l'onde de polarisation non-linéaire (onde source) de module :

$$|k_S^{2\omega}| = \frac{2\omega n_{NL}^{\omega}}{c}$$

n_{NL}^{ω} est l'indice de réfraction du milieu non-linéaire à la fréquence fondamentale

e_T est le vecteur polarisation du champ électrique harmonique transmis

p est le vecteur polarisation de l'onde de polarisation

Les techniques que nous avons utilisé lors de cette étude concernent les champs harmoniques réfléchis. Ainsi, nous nous intéresserons à l'amplitude du champ électrique harmonique en TE et TM.

IV.2.1 POLARISATION TE

La configuration géométrique est celle de la figure (IV.1.a).

L'onde incidente de pulsation ω , de champ électrique $E_I(\omega)$, parvient, avec un angle d'incidence θ_i , sur la séparation entre le milieu linéaire et le milieu non-linéaire symbolisé par l'axe OX. L'onde fondamentale incidente transmise dans le milieu non-linéaire donne naissance à l'onde de polarisation non-linéaire et réfléchi à l'interface séparant les deux milieux. Ces deux ondes fondamentales réfléchi et transmise n'ont pas été représentées sur la figure. L'onde fondamentale transmise génère deux ondes de pulsation double (2ω). L'une est transmise dans le milieu non-linéaire, son champ électrique est $E_T(2\omega)$. L'autre est réfléchi vers le milieu linéaire, son champ électrique est $E_R(2\omega)$.

Ces considérations restent valables pour la polarisation TM en remplaçant les champs électriques par les champs magnétiques. Néanmoins, l'aspect géométrique est plus complexe que dans le cas TE. Les explications détaillées sont mentionnées dans la référence [18].

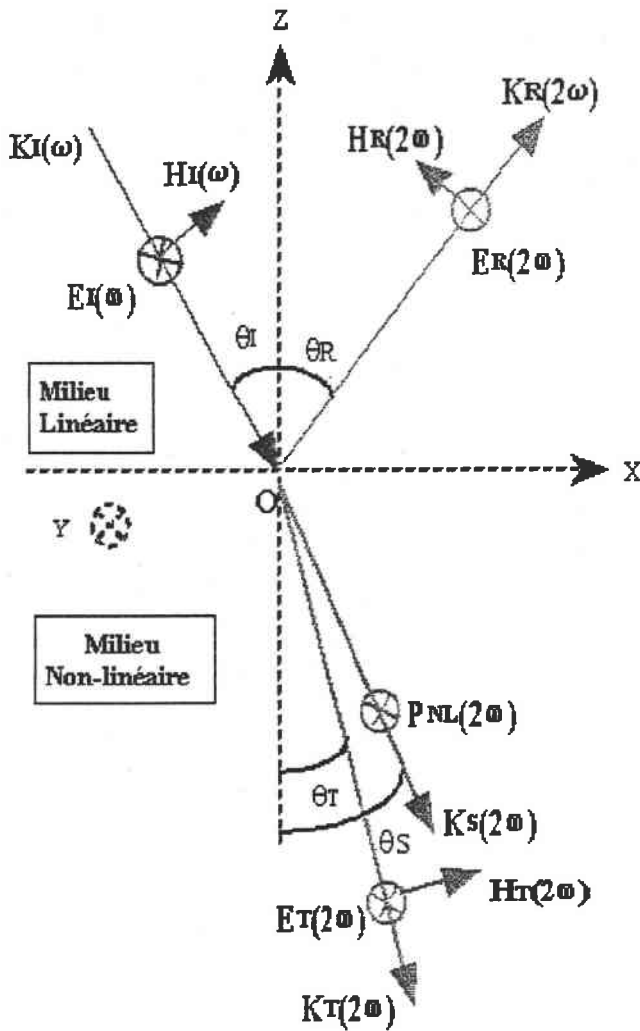


Figure IV.1.a Directions des champs électromagnétiques harmoniques réfléchis et transmis en polarisation TE

A partir de l'équation de continuité des composantes tangentielles et des expressions des champs données par la relation (IV.3), on aboutit à la relation donnant l'amplitude du champ électrique réfléchi, $E_R^{2\omega,\perp}$:

$$E_R^{2\omega,\perp} = \frac{-|P^{2\omega,\perp}|}{\epsilon_0 \left((n_{NL}^{2\omega})^2 - (n_{NL}^\omega)^2 \right)} \left(\frac{n_{NL}^{2\omega} \cos(\theta_T) - n_{NL}^\omega \cos(\theta_S)}{n_{NL}^{2\omega} \cos(\theta_T) + n_L^{2\omega} \cos(\theta_R)} \right) \tag{IV.5}$$

IV.2.2 POLARISATION TM

La configuration géométrique est celle de la figure (IV.1.b).

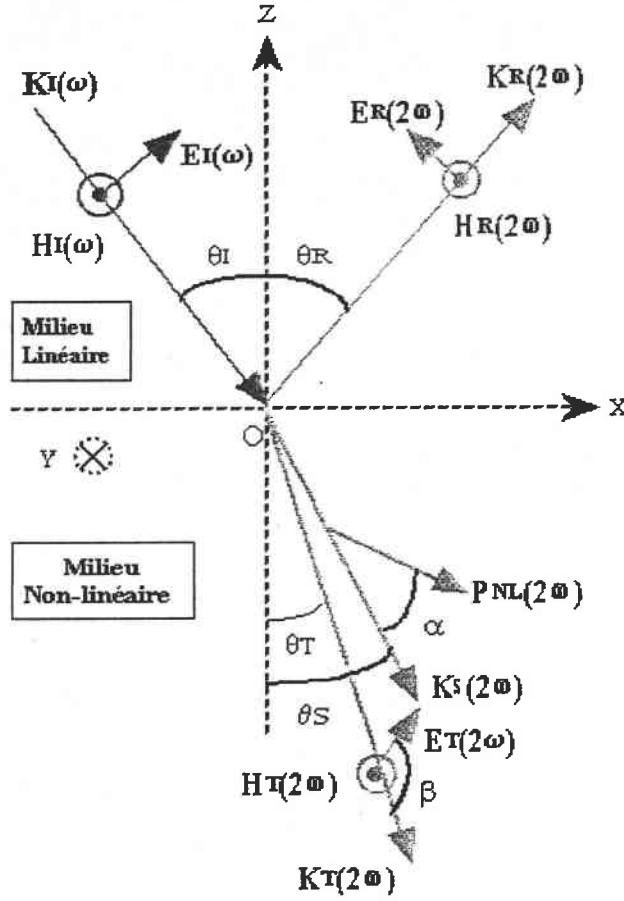


Figure IV.1.b Directions des champs électromagnétiques harmoniques réfléchis et transmis en polarisation TM

Les équations de continuité et les expressions des champs déduites du système (IV.4) permettent d'exprimer l'amplitude du champ électrique réfléchi $E_R^{2\omega, //}$:

$$E_R^{2\omega, //} = \frac{|P^{2\omega, //}|}{\epsilon_0 (n_L^{2\omega} \cos(\theta_T) + n_{NL}^{2\omega} \cos(\theta_R))} \left[\frac{(n_{NL}^{\omega} \cos(\theta_T) - n_{NL}^{2\omega} \cos(\theta_S)) \sin(\alpha)}{(n_{NL}^{2\omega})^2 - (n_{NL}^{\omega})^2} - \frac{\cos(\alpha)}{n_{NL}^{2\omega}} \right] \quad (\text{IV.6})$$

Les expressions des champs rappelées ci-dessus nous permettront de calculer les puissances fondamental et harmonique des faisceaux réfléchis.

Celles-ci diffèrent selon la nature de la réflexion : totale en SHEW, normale en MGSH.

IV.2.3 PUISSANCES DES FAISCEAUX REFLECHIS

La puissance d'une onde lumineuse est calculée à partir du flux moyen du vecteur de Poynting à travers une surface unité de l'interface de séparation des milieux linéaire et non-linéaire.

Elle est calculée à partir de l'amplitude du champ électrique harmonique réfléchi.

a) Cas de la SHEW

Dans ce paragraphe, nous rappelons les étapes qui conduisent à l'expression théorique de la puissance harmonique.

La technique SHEW utilise un prisme comme milieu linéaire, le milieu non-linéaire est le guide de KTP. Les directions des faisceaux fondamentaux et harmoniques sont représentées sur la figure (IV.2).

L'onde incidente polarisée perpendiculairement au plan d'incidence donne naissance à une onde harmonique réfléchie de même polarisation. Nous n'avons pas utilisé la polarisation parallèle au plan d'indice car nous ne pouvons pas exciter le coefficient non-linéaire d_{33} .

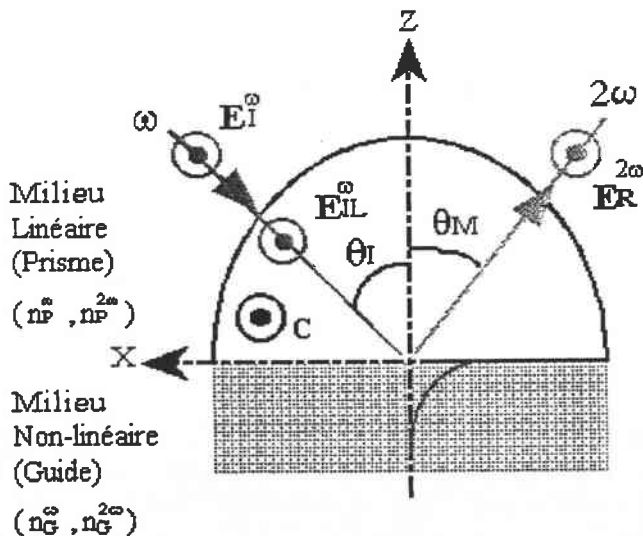


Figure IV.2 Direction de propagation des ondes fondamentales et harmoniques polarisées TE en configuration SHEW

L'amplitude du champ électrique de l'onde harmonique réfléchie polarisée TE est donnée par l'expression (IV.5).

En tenant compte de la relation de conservation des composantes des vecteurs d'onde des ondes harmoniques source et transmise selon (OX) (figure (IV.3)), la forme de l'amplitude du champ électrique réfléchi devient :

$$E_R^{2\omega,\perp} = \frac{-|P^{2\omega,\perp}|}{\varepsilon_0(n_G^{2\omega} \cos(\theta_T) + n_G^\omega \cos(\theta_s))(n_G^{2\omega} \cos(\theta_T) + n_P^{2\omega} \cos(\theta_m))} \quad (\text{IV.7})$$

Dans le cas des guides d'ondes, l'orientation des axes principaux des échantillons permet de rencontrer un des éléments du tenseur non-linéaire [d]. Dans ce cas, l'expression de la polarisation non-linéaire est rappelée ci-dessous :

$$|P^{2\omega,\perp}| = d_{33} |E_{NL}^{\omega,\perp}|^2 \quad (\text{IV.8})$$

où : $E_{NL}^{\omega,\perp}$ est le champ électrique de l'onde fondamentale transmise dans le milieu non-linéaire.

L'amplitude de ce champ s'exprime en fonction du champ électrique incident $|E_I^{\omega,\perp}|$ sur le prisme par l'intermédiaire des coefficients de transmission de Fresnel :

$$|E_{NL}^{\omega,\perp}| = \frac{2n_P^\omega \cos(\theta_I)}{n_P^\omega \cos(\theta_I) + n_G^\omega \cos(\theta_s)} t_E^\omega |E_I^{\omega,\perp}| \quad (\text{IV.9})$$

En exprimant l'angle de transmission de l'onde de polarisation non-linéaire, θ_s , et l'angle de transmission de l'onde de Seconde Harmonique générée, θ_T , en fonction de l'angle d'incidence, θ_I , on obtient une expression de la puissance harmonique réfléchie $P_R^{2\omega,\perp}$ en fonction de θ_I :

$$P_R^{2\omega, \perp} \propto \left| \frac{d_{33} \left(\frac{2n_p^\omega \cos(\theta_i)}{n_p^\omega \cos(\theta_i) + \sqrt{(n_G^\omega)^2 - (n_p^\omega)^2 \sin^2(\theta_i)}} \right)^2}{\left(\sqrt{(n_G^{2\omega})^2 - (n_p^\omega)^2 \sin^2(\theta_i)} + \sqrt{(n_G^\omega)^2 - (n_p^\omega)^2 \sin^2(\theta_i)} \right) \left(\sqrt{(n_G^{2\omega})^2 - (n_p^\omega)^2 \sin^2(\theta_i)} + \sqrt{(n_p^{2\omega})^2 - (n_p^\omega)^2 \sin^2(\theta_i)} \right)} \right|^2 \times \frac{\sqrt{(n_p^{2\omega})^2 - (n_p^\omega)^2 \sin^2(\theta_i)}}{n_p^{2\omega} \cos(\theta_i)} \quad (\text{IV.10})$$

Cette relation montre que la puissance harmonique réfléchie dépend du coefficient non-linéaire d_{33} rencontré et des indices de réfraction du prisme et du guide aux fréquences fondamentale et harmonique. Ces trois paramètres seront utilisés pour l'ajustement théorique des courbes expérimentales.

A partir de cette expression, les deux angles critiques θ_{RTF} et θ_{RTSH} pour lesquels il y a respectivement réflexion totale de l'onde fondamentale et de l'onde harmonique sont définis ci-dessous :

$$\begin{cases} \theta_{\text{RTF}} = \frac{n_G^\omega}{n_p^\omega} \\ \theta_{\text{RTSH}} = \frac{n_G^{2\omega}}{n_p^\omega} \end{cases} \quad (\text{IV.11})$$

Dans le cas du KTP (Y-cut) vierge, nous avons utilisé la relation (IV.10) pour simuler l'évolution de la puissance harmonique réfléchie en fonction de l'angle d'incidence. La figure (IV.3) donne le résultat de ce calcul. Nous nous sommes placés dans le cas d'une onde incidente polarisée TE parallèlement à l'axe (OZ) de l'échantillon : l'indice du milieu non-linéaire est n_z et le coefficient non-linéaire rencontré est d_{33} .

Les paramètres de simulation sont :

$$\begin{cases} n_p^\omega = 2,74 & n_p^{2\omega} = 2,98 \\ n_G^\omega = 1,8294 & n_G^{2\omega} = 1,887 \\ d_{33} = 10,7 \text{ pm. V}^{-1} \end{cases}$$

Les valeurs des angles critiques sont : $\theta_{\text{RTF}}=41,88^\circ$ et $\theta_{\text{RTSH}}=43,52^\circ$

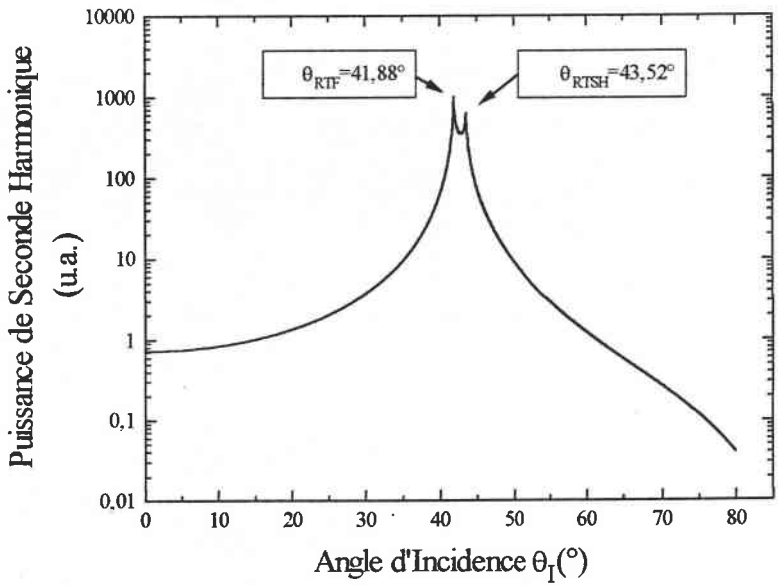


Figure IV.3 Comportement de la puissance harmonique en fonction de l'angle d'incidence dans le cas du KTP (Y-cut) vierge

L'évolution théorique de la puissance de seconde harmonique en fonction de l'angle d'incidence montre l'existence de trois domaines angulaires.

Le comportement des ondes fondamentale et harmonique dans chacun de ces domaines a été explicité théoriquement dans la référence [16].

Au cours de l'étude expérimentale, nous nous sommes intéressés aux deux derniers domaines angulaires car à partir de l'angle θ_{RTF} , l'onde fondamentale est en réflexion totale sur l'interface prisme/cristal. Il existe donc une onde évanescente dans le cristal. Dans le domaine compris entre θ_{RTF} et θ_{RTSH} , la profondeur de pénétration de l'onde évanescente est suffisante pour considérer son champ électrique comme constant. La puissance harmonique y varie donc peu.

A partir de θ_{RTSH} , la profondeur de pénétration de l'onde évanescente diminue car l'angle d'incidence augmente. Son champ électrique décroît et la puissance harmonique également.

b) Cas de la MGSH

Les ondes sont réfléchies normalement à la surface de séparation des milieux linéaire et non-linéaire. Dans le cadre de cette technique, le milieu linéaire est l'air.

On doit distinguer deux situations : en polarisations perpendiculaire (TE) et parallèle (TM) au plan d'incidence.

En polarisation TE, expression en tenant compte de la réflexion normale ($\theta_R=\theta_S=\theta_T=0$) et de la transmission du champ électrique fondamental incident, le champ électrique harmonique réfléchi a pour, $E_I^{\omega,\perp}$, dans le milieu non-linéaire :

$$E_R^{2\omega,\perp} = \frac{-d_{33} \left(t^{\omega} |E_I^{\omega,\perp}| \right)^2}{\epsilon_0 \left(n_{NL}^{2\omega} + 1 \right) \left(n_{NL}^{2\omega} + n_{NL}^{\omega} \right)} \quad (IV.12)$$

où : n_{NL}^{ω} est l'indice du milieu non linéaire à la fréquence fondamentale

$n_{NL}^{2\omega}$ est l'indice du milieu non linéaire à la fréquence harmonique

On en déduit l'expression de la puissance harmonique réfléchie :

$$P_R^{2\omega,\perp} \propto \left(\frac{d_{33}}{\left(n_{NL}^{2\omega} + 1 \right) \left(n_{NL}^{2\omega} + n_{NL}^{\omega} \right) \left(n_{NL}^{\omega} + 1 \right)^2} \right)^2 |E_I^{\omega,\perp}|^4 \quad (IV.13)$$

En polarisation TM, cette expression devient en prenant $\alpha=0$ dans l'expression (IV.6) :

$$P_R^{2\omega, //} \propto \left(\frac{d_{33}}{\epsilon_0 n_{NL}^{2\omega} \left(n_{NL}^{2\omega} + 1 \right) \left(n_{NL}^{\omega} + 1 \right)^2} \right)^2 |E_I^{\omega, //}|^4 \quad (IV.14)$$

Nous avons rappelé les expressions des puissances harmoniques réfléchies dans le cadre des deux techniques de caractérisation utilisées. A présent, nous allons présenter les deux dispositifs expérimentaux qui ont permis l'utilisation de ces techniques et les résultats expérimentaux obtenus.

IV.3 CARACTERISATION OPTIQUE NON LINEAIRE DE KTP IMPLANTES H^+ ET He^+ PAR LA TECHNIQUE SHEW

IV.3.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE LA TECHNIQUE SHEW

Le banc expérimental automatisé que nous avons utilisé est présenté à la figure (IV.4) [16]. Il comprend les éléments suivants :

- (1) un **laser YAG:Nd**, $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$
- (2) une **lame demi-onde**
- (3) un **séparateur de faisceaux**
- (4) un **filtre interférentiel** centré sur $1,064 \mu\text{m}$
- (5) une **lentille de focalisation**
- (6) un **prisme hémicylindrique** de rutile
- (7) un **échantillon** à étudier
- (8) les **plate-formes de rotation** du prisme et du PM

◆ Bras de mesure

- (9) une **lentille de focalisation**
- (10) un **filtre interférentiel** centré sur $0,532 \mu\text{m}$
- (11) un **photomultiplicateur (PM)**
- (12) un **trou** permettant de stopper le faisceau fondamental réfléchi

◆ Bras de référence

- (13) un **cristal de KTP**
- (14) une **lentille de focalisation**
- (15) un **filtre interférentiel** centré sur $0,532 \mu\text{m}$
- (16) un **photomultiplicateur (PM)**
- (12) un **trou de lumière** permettant de stopper le faisceau fondamental réfléchi

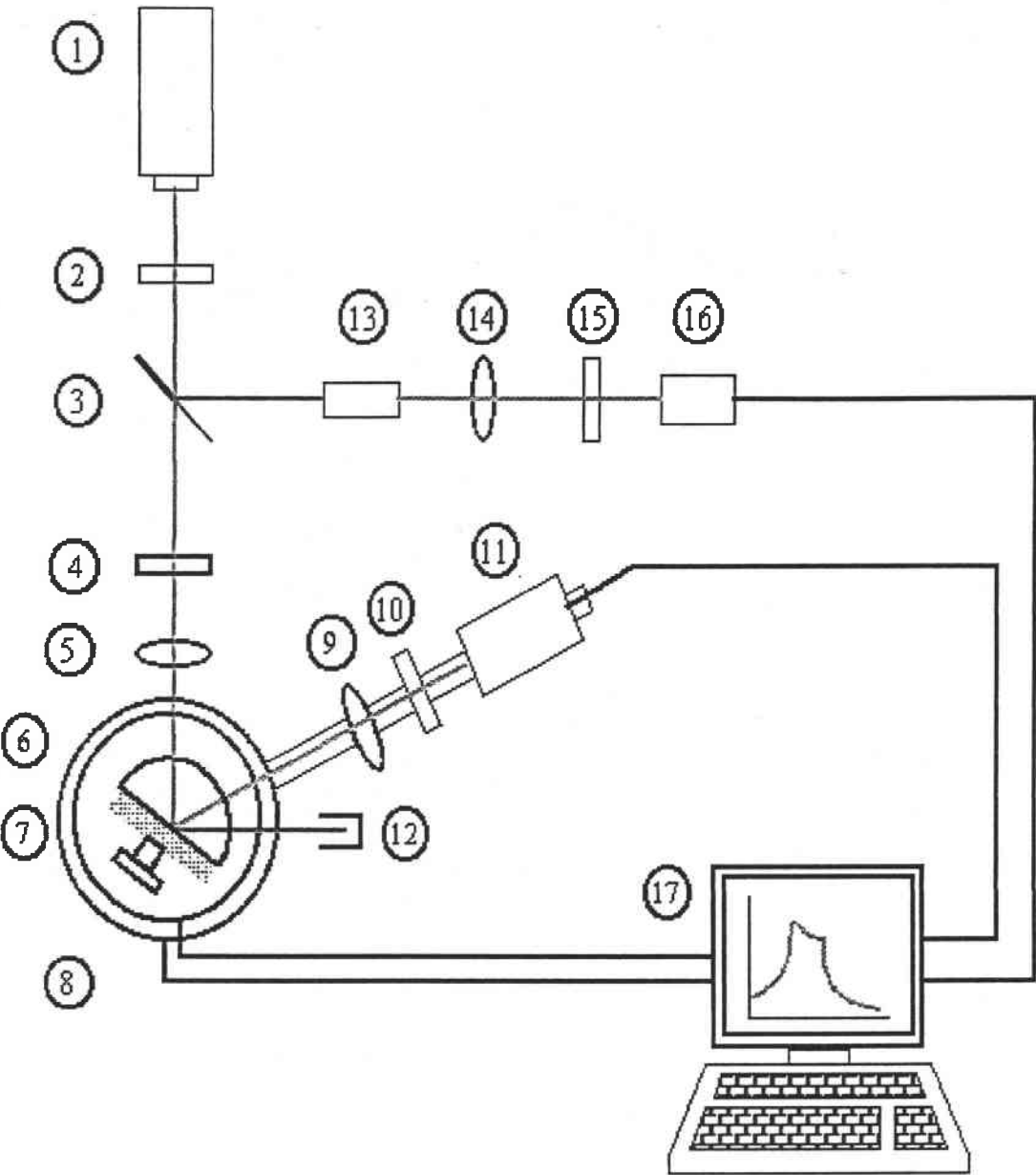


Figure IV.4 Dispositif expérimental utilisant la technique SHEW

Principe de la mesure

La source laser fondamentale est un laser YAG:Nd fonctionnant en mode pulsé (durée et fréquence de répétition des pulses : 250 ns à 3 kHz).

Le faisceau laser est focalisé sur la face interne du prisme. Le faisceau harmonique généré en réflexion est focalisé sur le PM. Les rotations du prisme et du PM sont commandées par des moteurs pas-à-pas de précision angulaire de 0,01°. Les relevés de puissance harmonique sont

effectués dans le bras de mesure. Le bras de référence permet de contrôler la puissance du faisceau laser incident.

IV.3.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

Les expériences ont porté sur des échantillons de KTP (Y-cut). Car, en polarisation TE, cette orientation nous a permis d'exciter le coefficient d_{33} du KTP.

L'étude présentée dans ce paragraphe concerne les échantillons vierge, implantés H^+ (échantillon YH2) et He^+ (échantillons YHe2 et YHe3). Les deux derniers échantillons ont été implantés à des énergies et doses différentes. Ceci permettra d'étudier l'influence des paramètres d'implantation sur les non-linéarités de surface.

Nous présentons d'abord les résultats expérimentaux avant de les discuter et de les interpréter. Le dernier paragraphe récapitulera l'ensemble des résultats obtenus.

a) Résultats expérimentaux

Les enregistrements de la puissance de seconde harmonique en fonction de l'angle d'incidence θ_1 sont représentées sur les figures (IV.5) à (IV.8).

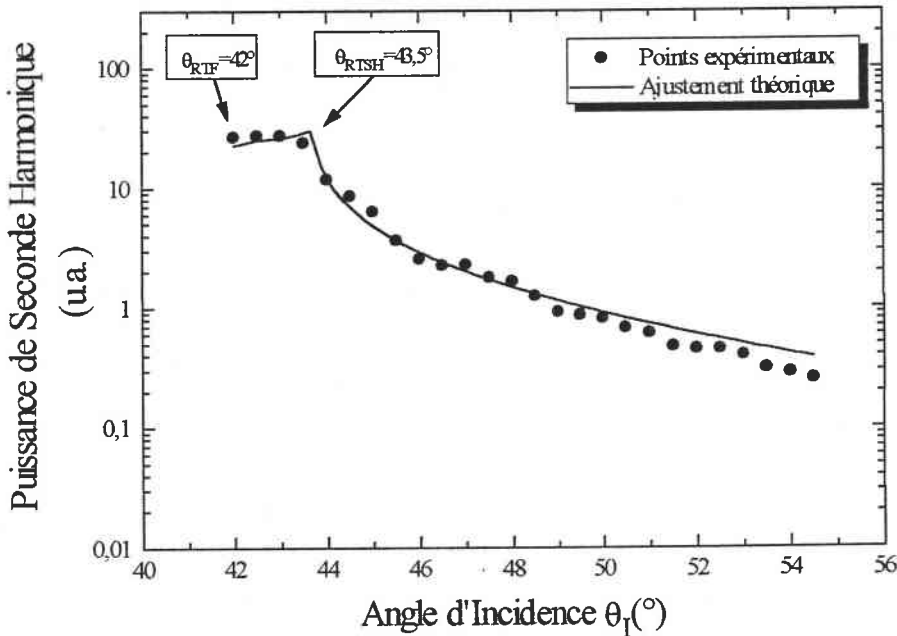


Figure IV.5 Puissance de seconde harmonique enregistrée d'une face vierge de KTP (Y-cut)

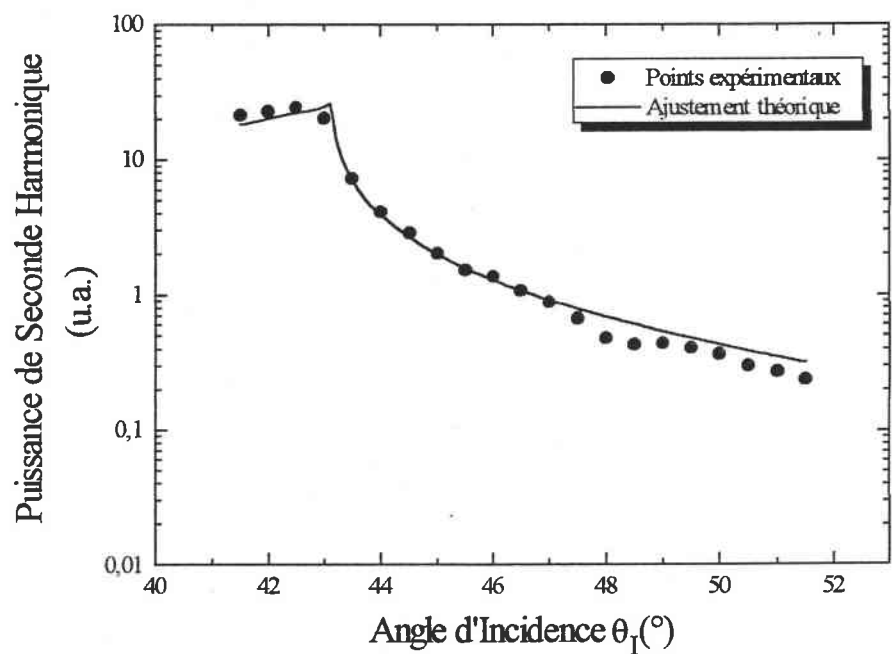


Figure IV.6 Puissance de seconde harmonique enregistrée de l'échantillon de KTP (Y-cut) implanté H^+ à basse énergie

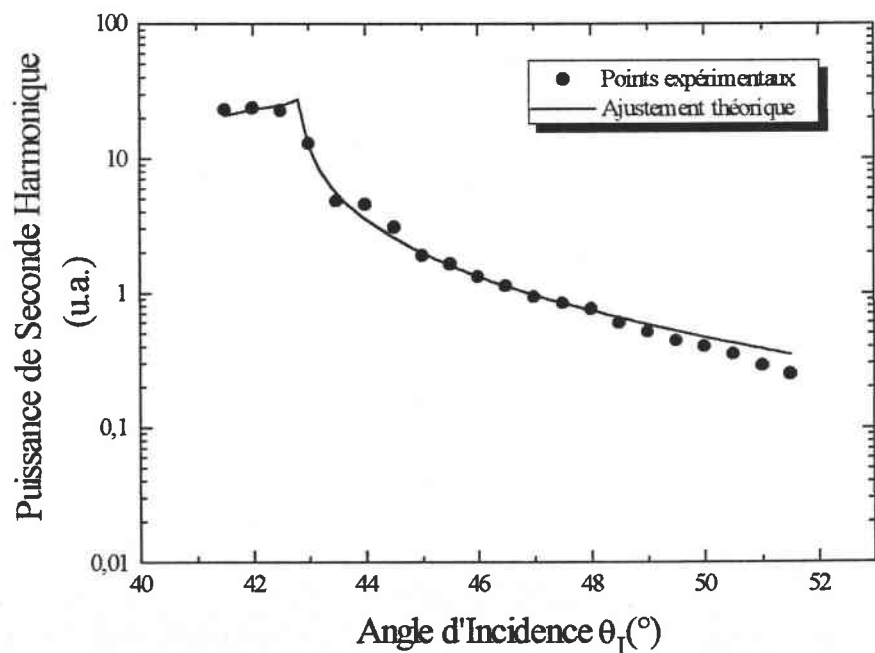


Figure IV.7 Puissance de seconde harmonique enregistrée de l'échantillon de KTP (Y-cut) implanté He^+ à haute énergie

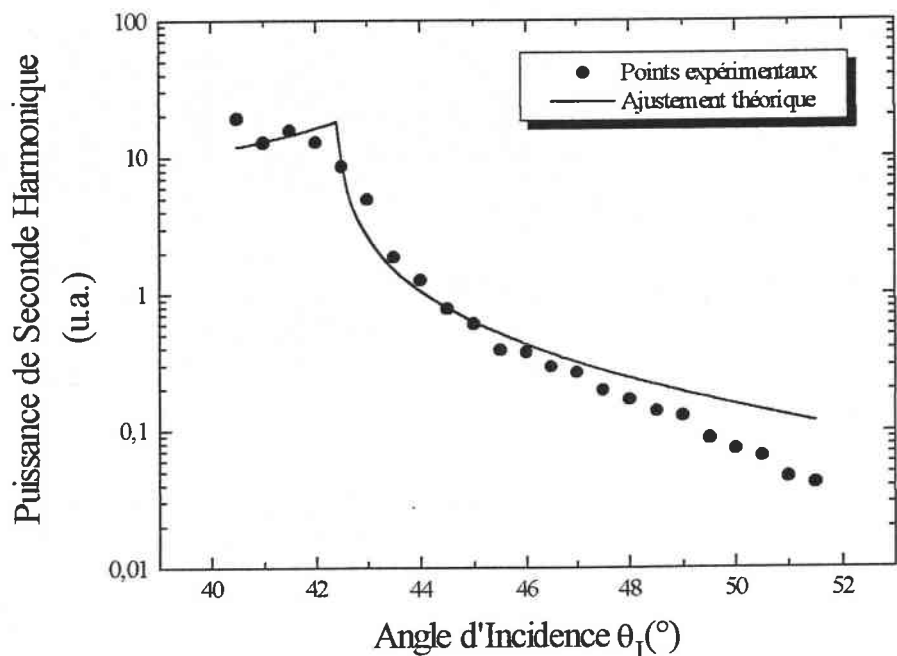


Figure IV.8 Puissance de seconde harmonique enregistrée de l'échantillon de KTP (Y-cut) implanté He^+ à basse énergie

b) Discussion

La figure (IV.5) concerne l'échantillon vierge de KTP. Cet échantillon nous a servi de référence pour cette étude.

On constate un bon accord entre les angles de réflexion totale déterminés expérimentalement ($\theta_{\text{RTF}}=42^\circ$ et $\theta_{\text{RTSH}}=43,5^\circ$) et ceux calculés (figure (IV.3)).

L'ajustement théorique des points expérimentaux s'effectue à l'aide du modèle (IV.10) par une méthode des moindres carrés non-linéaires et permet de déterminer les paramètres qui sont les indices de réfraction aux fréquences fondamentale et harmonique ainsi que le coefficient non-linéaire d_{33} du cristal.

Comme nous procédons à des mesures relatives, le coefficient non-linéaire, obtenu pour cet échantillon ($d_{33\text{VIERGE}}=5,31 \text{ pm.V}^{-1}$), sera considéré comme le coefficient de référence de notre étude dans le cadre de cette technique. Cette valeur n'est pas celle de la littérature ($d_{33}=10,7 \text{ pm.V}^{-1}$) mais lui est proportionnelle.

Les valeurs obtenues pour les indices de réfraction sont $n_z^\omega = 1,85$ et $n_z^{2\omega} = 1,89$. Elles sont en bon accord avec la littérature, respectivement 1,83 et 1,89.

Nous avons défini un coefficient non-linéaire de référence. A présent, nous allons comparer les coefficients obtenus pour chacun des échantillons étudiés avec le coefficient de référence.

Nous commencerons par l'échantillon implanté avec des protons.

L'échantillon YH2 a été implanté avec des ions H^+ dans les conditions suivantes : $(1+0,8) \times 10^{16}$ ions. cm^{-2} à 0,6+0,55 MeV, respectivement.

La caractérisation optique linéaire de cet échantillon a révélé l'existence d'une région guidante d'épaisseur 4,3 μm environ.

L'évolution de la puissance harmonique est donnée par la figure (IV.6).

Par ajustement théorique des points expérimentaux, la valeur du coefficient non-linéaire est la suivante : $d_{33\text{YH2}} = 0,71.d_{33\text{VIERGE}}$

Une baisse de près de 30 % de la non-linéarité de surface est constatée. Ce résultat pourrait s'expliquer par une modification de l'état de surface du matériau.

A présent, nous allons nous intéresser au comportement de la non-linéarité de surface des KTP implantés He^+ . Deux échantillons sont concernés : YHe2 et YHe3.

L'échantillon YHe2 a été implanté dans les conditions suivantes : $(0,6+0,2+0,4) \times 10^{16}$ ions. cm^{-2} à 2+1,9+1,8 MeV respectivement.

La caractérisation optique linéaire de cet échantillon n'a pas révélé l'existence d'une zone guidante.

La puissance harmonique relevée est représentée par la figure (IV.7).

La valeur du coefficient obtenu est de : $d_{33,\text{He3}} = 0,77.d_{33\text{VIERGE}}$ soit une diminution de 23 %. La perte de non-linéarité est du même ordre de grandeur que celle observée pour l'échantillon implanté H^+ .

L'échantillon YHe3 a été implanté à plusieurs énergies et doses ioniques dans les conditions suivantes : $(1+0,5+0,6) \times 10^{16}$ ions. cm^{-2} à 1,1+1+0,9 MeV respectivement.

La figure (IV.8) représente l'évolution de la puissance de seconde harmonique. On remarque un écart entre les évolutions expérimentale et théorique qui s'accroît à partir de 47°. En

référence aux observations faites précédemment, on peut s'attendre à une importante réduction du coefficient non-linéaire.

En effet, la valeur fournie par l'ajustement est de : $d_{33,\text{He}^2}=0,45.d_{33\text{VIERGE}}$.

Ce résultat donne une réduction de 55 % du coefficient non-linéaire de surface.

Cette chute importante peut s'expliquer par l'implantation de plusieurs doses ioniques. Il semble que la concentration totale utilisée ait dégradé de façon significative la surface.

Une autre explication pourrait être que la zone d'endommagement nucléaire plus proche de la surface que dans le cas précédent engendre des contraintes plus fortes en surface.

c) Conclusion

Le tableau (IV.1) résume l'ensemble des résultats obtenus par la technique SHEW.

Echantillons de KTP (Y-cut) utilisés	$\frac{d_{33}}{d_{33\text{VIERGE}}} \text{ (%)}$
Vierge	100
Implanté H^+	71
Implanté He^+ (Forte énergie, faible dose)	77
Implanté He^+ (Faible énergie, forte dose)	45

Tableau IV.1 Coefficients non-linéaires obtenus par la technique SHEW

Il ressort de cette étude que les non-linéarités de surface sont dégradées par le processus d'implantation ionique. Considérons le cas de l'hélium, la dégradation est importante dans le cas de l'utilisation d'une forte dose ionique (55 % de pertes de la non-linéarité). Pour de faible dose, la perte est bien plus faible (23 %). Dans les cas du proton, la perte de coefficient non-linéaire est de 29 %, valeur relativement modérée.

L'origine des modifications des coefficients non-linéaires observés en surface sous l'effet de l'implantation (He^+ ou H^+) n'est pas évidente à formuler. On peut cependant avancer les deux hypothèses suivantes :

- Modification de l'état de polarisation en surface, consécutive à des effets de charges, comme cela a par ailleurs été observé dans d'autres matériaux polaires et ferroélectriques tels que le BaTiO_3 [19].
- Emergence de contraintes en surface dues à la présence de la zone endommagée à une profondeur plus ou moins grande.

Nous avons vu l'influence de l'implantation ionique sur le coefficient non-linéaire d_{33} de surface. A présent, nous allons examiner le comportement en profondeur de cette non-linéarité à l'aide de la technique de MGS.

**IV.4 CARACTERISATION OPTIQUE NON-LINEAIRE DE KTP
IMPLANTES He^+ ET H^+ PAR LA TECHNIQUE DE MGS**

IV.4.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE LA TECHNIQUE MGS

Pour effectuer cette étude, nous avons réalisé au laboratoire le dispositif expérimental suivant :

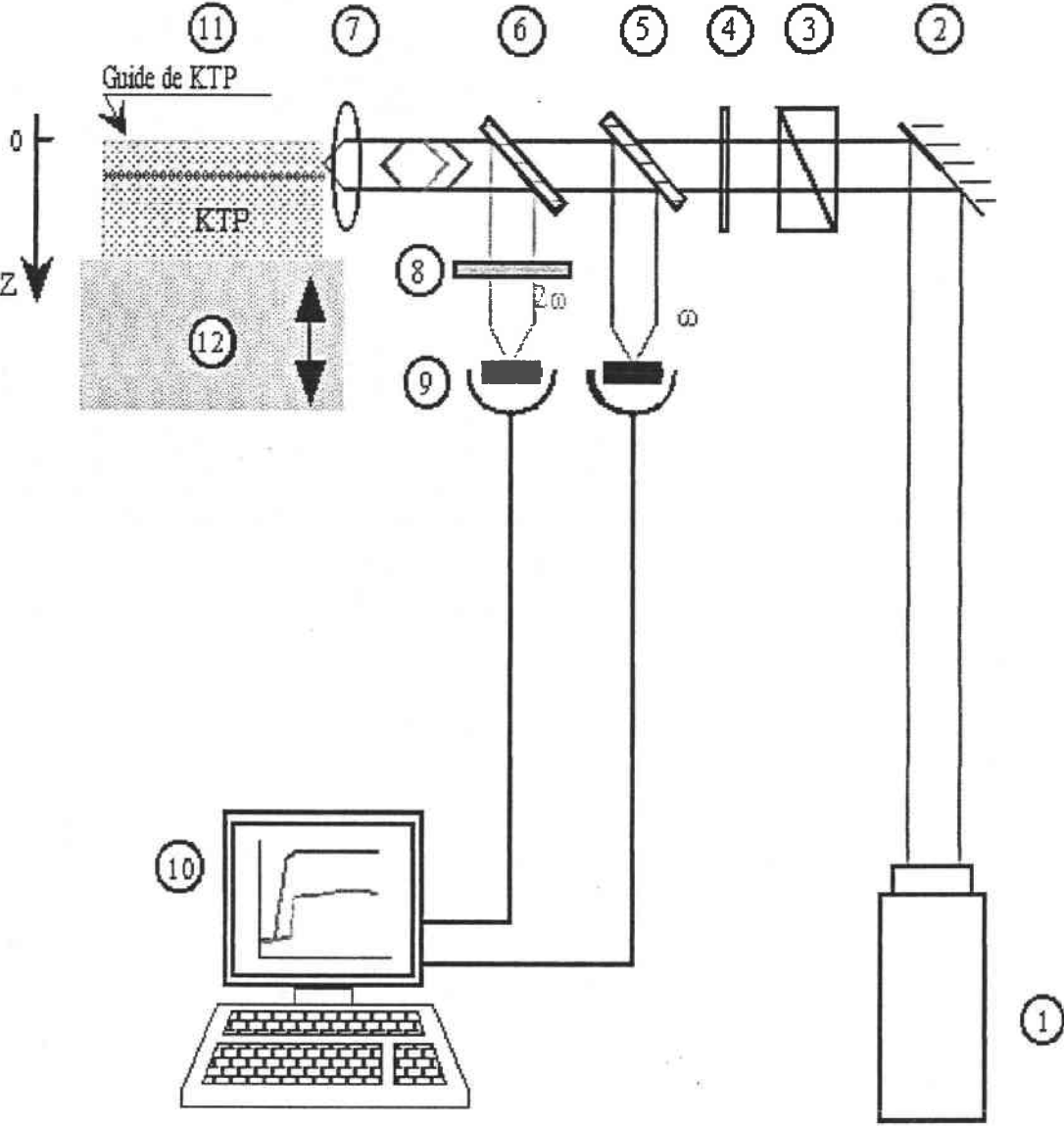


Figure IV.9 Dispositif expérimental utilisant la technique de MGS

Ce banc expérimental comprend les éléments suivants :

- (1) un **laser YAG:Nd**, $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$.
- (2) un **miroir** placé à 45° du faisceau laser incident.
- (3) un **polariseur**.
- (4) une **lame demi-onde**.
- (5) une **lame séparatrice** $1,064 \mu\text{m}/1,064 \mu\text{m}$.
- (6) un **miroir dichroïque** ($0,532 \mu\text{m}/1,064 \mu\text{m}$).
- (7) une **lentille de focalisation**.
- (8) un **filtre interférentiel** centré sur $0,532 \mu\text{m}$.
- (9) deux **photodétecteurs** :
 - un **photomultiplicateur** (PM) pour la mesure de la puissance de l'onde (2ω) réfléchie.
 - une **photodiode** pour la mesure de la puissance de l'onde (ω) réfléchie.
- (10) un **ordinateur** permettant l'acquisition des données.
- (11) un **échantillon** à étudier.
- (12) un **support d'échantillon à déplacement nanométrique**.

Les éléments essentiels de cette technique sont l'objectif de microscope et le dispositif de déplacement nanométrique.

◆ Objectif de microscope

Nous avons utilisé un objectif de microscope présentant une faible résolution spatiale pour observer les détails les plus fins.

◆ Support d'échantillon à déplacement nanométrique

Celui-ci présente les caractéristiques suivantes :

- course de 0 à $25 \mu\text{m}$ correspondant aux tensions : 0 à 150 V .
- résolution de 17 nm correspondant à la tension de $0,1 \text{ V}$.

Au cours des expérimentations, les pas de déplacement utilisés sont de $0,25\ \mu\text{m}$ (1,5 V) et de $1\ \mu\text{m}$ (6 V).

◆ Protocole de mesure

La source laser fondamentale est un laser YAG:Nd fonctionnant en mode continu. Ce faisceau est dévié vers le banc expérimental par un miroir disposé à 45° de sa direction initiale. Un polariseur permet de s'assurer que la polarisation du faisceau réfléchi est verticale. La lame demi-onde permet de sélectionner la polarisation TE ou TM du rayonnement.

Celui-ci est focalisé sur la tranche de l'échantillon à étudier par l'intermédiaire d'un objectif de microscope.

Les faisceaux fondamental et harmonique réfléchis sur la tranche de l'échantillon à étudier sont séparés par un miroir dichroïque $0,532\ \mu\text{m}/1,064\ \mu\text{m}$. Cette dernière réfléchit à 45° l'onde harmonique vers le photomultiplicateur (PM) et transmet l'onde fondamentale vers une lame séparatrice réfléchissant une partie de l'onde vers une photodiode afin de contrôler la puissance fondamentale réfléchie. Si celle-ci a toujours la même valeur lors du déplacement de l'échantillon devant l'objectif, la focalisation est correcte. Un contrôle visuel de la tâche de ce faisceau à l'aide d'une caméra infra-rouge ou d'une carte luminescente permet également de s'assurer de la focalisation sur la tranche de l'échantillon.

L'obtention de deux points lumineux nets montrent une focalisation correcte signifiant également une tranche parfaitement polie et nettoyée.

Dans le cas des guides implantés, l'échantillon à étudier comporte trois zones : le guide, la barrière optique et la zone vierge.

Les deux premières zones sont, en général, de l'ordre de quelques micromètres voire submicrométriques pour la seconde.

Pour cette raison, il est nécessaire d'utiliser un déplacement nanométrique vertical et une optique de focalisation présentant une résolution spatiale la plus faible possible. Ceci a pour but de déceler d'éventuelles modifications du signal de SH lors d'un déplacement de quelques dizaines de nanomètres de l'échantillon devant l'objectif.

Comme l'a reporté H. Ählfeldt, il est essentiel de diminuer la puissance du faisceau fondamental. Cette opération est nécessaire pour éviter les problèmes de réflexion parasite de l'onde harmonique et d'endommagement de la tranche de l'échantillon dus à une puissance

incidente fondamentale excessive [10]. Pour cette raison, un filtre absorbant 50 % de la puissance fondamentale a été placé avant l'objectif de focalisation sur le banc.

IV.4.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

a) Résultats expérimentaux

◆ Mode opératoire

Le principe de la mesure est de relever les puissances des signaux réfléchis fondamental et harmonique issus de l'échantillon à étudier pour différentes positions du déplacement nanométrique.

On peut définir ainsi la réponse du dispositif de MGS_H en représentant les mesures des puissances fondamentale (IR) et de seconde harmonique (SH) réfléchies en fonction de la profondeur de l'échantillon. Un enregistrement sur un échantillon vierge de KTP (Z-cut) est présenté sur la figure (IV.10).

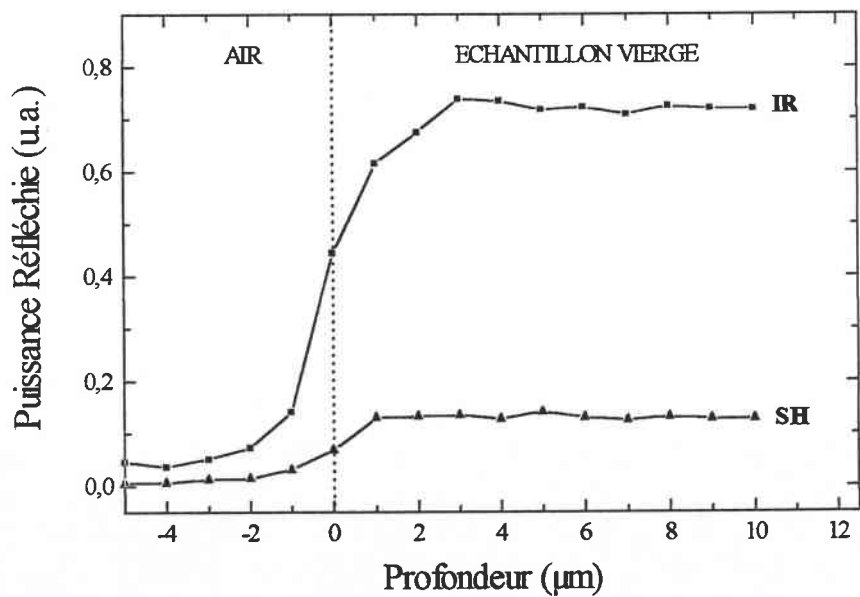


Figure IV.10 Réponse du dispositif de MGS_H

Le “zéro” indiqué sur la figure (IV.10) correspond à l'interface Air/Echantillon. Avant cette position, il n'y a donc pas de réflexion de faisceau. Le niveau légèrement supérieur observé pour le signal fondamental correspond au bruit du photodétecteur.

Par déplacement par pas de $1\text{ }\mu\text{m}$, l'échantillon se présente face à l'objectif : les signaux commencent à être réfléchis par la tranche. On observe une montée de ces signaux due aux effets de bord du faisceau incident.

A partir de cet enregistrement, on peut déterminer la taille du faisceau focalisé. Celle-ci est estimée à $1\text{ }\mu\text{m}$ environ en observant l'augmentation des puissances des signaux réfléchis [10]. Cette valeur est proche de la résolution spatiale de l'objectif de microscope.

Le mode opératoire s'articule autour de cinq étapes essentielles :

- rechercher la position pour laquelle aucun faisceau réfléchi n'est observé
- s'assurer de la focalisation correcte sur le matériau par un déplacement ascendant total de l'échantillon de $25\text{ }\mu\text{m}$ en vérifiant que celle-ci n'évolue pas au cours du déplacement inverse.
- effectuer une investigation visuelle en utilisant une lunette agrandissante positionnée à la place du photomultiplicateur.

Par la mesure des signaux harmonique et fondamental réfléchis, la figure (IV.10) donne le profil en profondeur de d_{33} . L'évolution du signal fondamental en fonction de la profondeur permet de déterminer l'interface Air/Echantillon et d'avoir une idée sur l'état de surface de la tranche de l'échantillon.

Pour comparer les résultats présentés sur les guides de KTP implantés H^+ et He^+ , nous donnons à titre d'exemple un profil de d_{33} obtenu sur un guide de KTP échangé rubidium (figure (IV.11)).

L'échange de rubidium a été effectué dans un bain de nitrate de rubidium (RbNO_3) à une température de 350°C pendant 6 h.

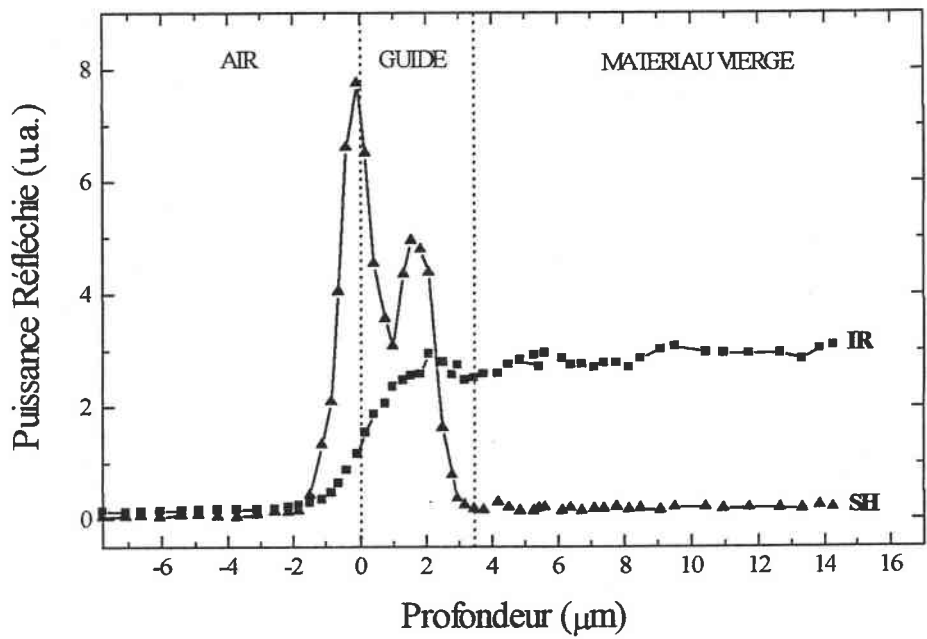


Figure IV.11 Puissances fondamentale et harmonique enregistrée en fonction de la profondeur de l'échantillon de KTP (Z-cut) échangé Rb^+

On remarquera l'augmentation importante du signal harmonique dans le guide par rapport au niveau dans la région non affectée ($>3,2 \mu\text{m}$) (figure (IV.11)). Cette perturbation se manifeste par la présence de deux pics. Ceux-ci caractérisent deux régions de non-linéarité différente correspondant vraisemblablement à des modifications structurales comme cela a déjà été observé par Laurell et al. [11]. Le signal harmonique réfléchi retrouve un niveau constant après le guide.

Nous allons à présent examiner les résultats obtenus sur les échantillons implantés protons et helium.

Les enregistrements des puissances fondamentale et harmonique sont donnés par les figures (IV.12) à (IV.16). Les deux premières figures concernent les échantillons implantés H^+ , d'abord (Y-cut) car il guide la lumière puis (Z-cut). Le même ordre est choisi pour les KTP implantés He^+ .

Le profil d'indice de n_z a été rajouté aux résultats concernant les matériaux guidants.

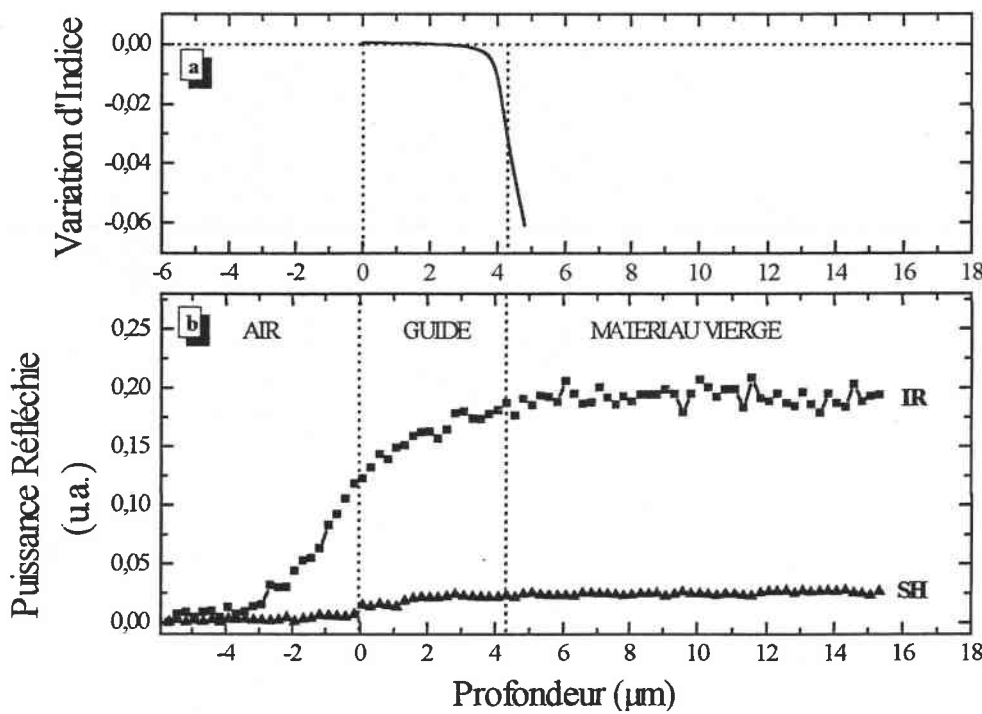


Figure IV.12 a) Profil d'indice de n_z
b) Puissances fondamentale et harmonique enregistrées
en fonction de la profondeur (KTP (Y-cut) implanté H^+)

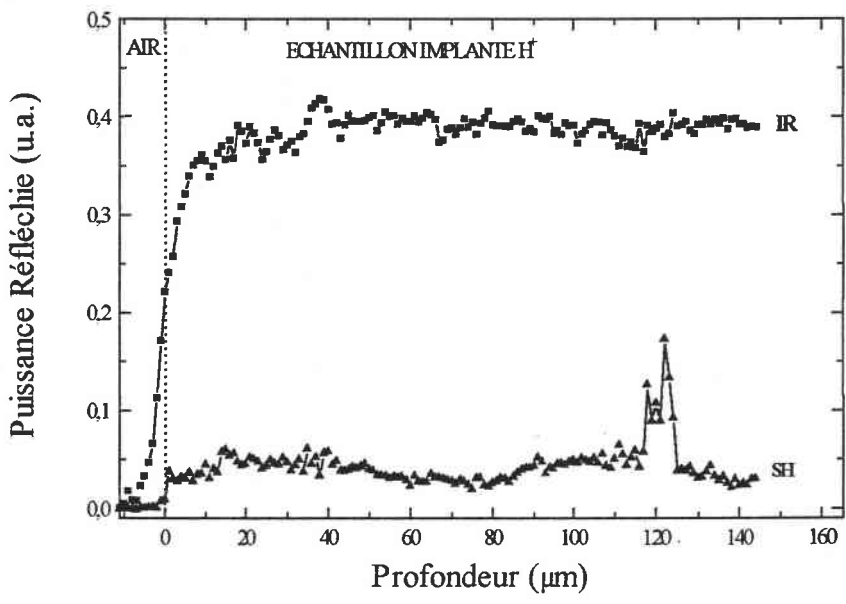


Figure IV.13 Puissances fondamentale et harmonique enregistrées
en fonction de la profondeur (KTP (Z-cut) implanté H^+)

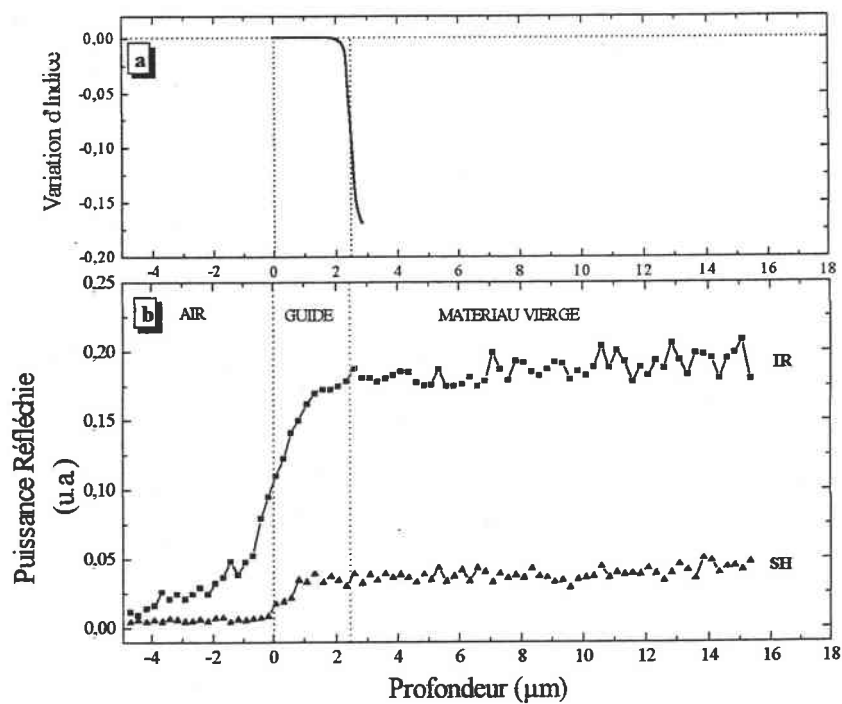


Figure IV.14 a) Profil d'indice de n_z
b) Puissances fondamentale et harmonique enregistrées en fonction de la profondeur (KTP (Y-cut) implanté He^+ à faible énergie)

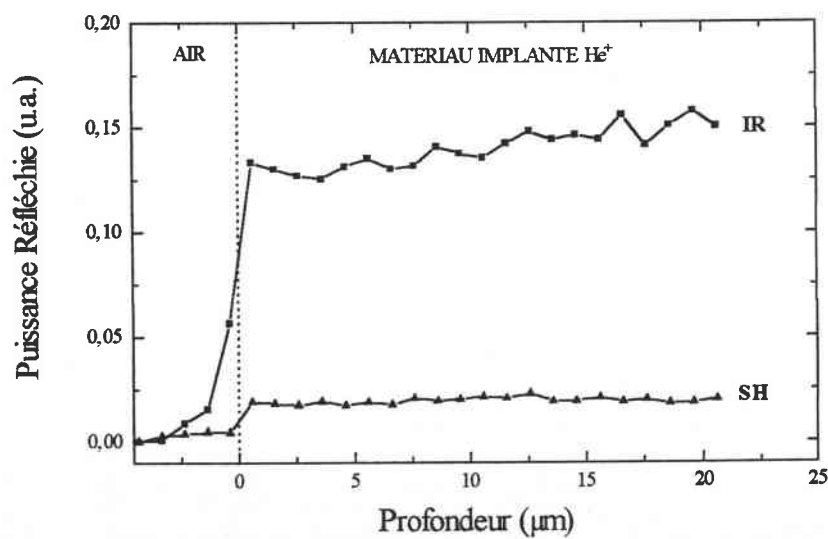


Figure IV.15 Puissances fondamentale et harmonique enregistrée en fonction de la profondeur (KTP (Y-cut) implanté He^+ à forte énergie)

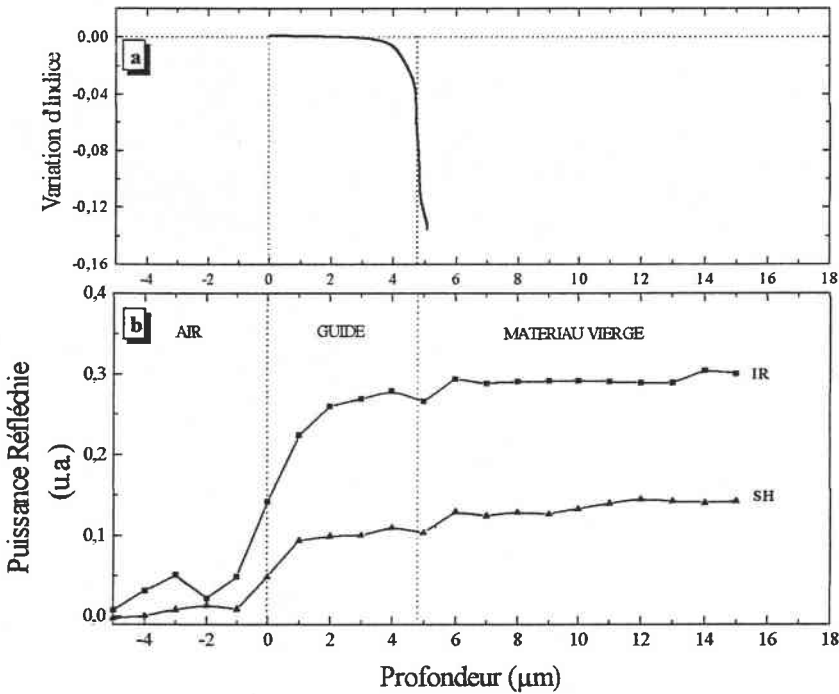


Figure IV.16 a) Profil d'indice de n_z
b) Puissances fondamentale et harmonique enregistrées
en fonction de la profondeur (KTP (Z-cut) implanté He^+)

b) Discussion

Au cours de l'interprétation des résultats expérimentaux, nous nous intéresserons d'abord aux échantillons de KTP implantés H^+ (Y-cut) puis (Z-cut). Le même ordre sera suivi pour les KTP implantés He^+ .

Concernant le KTP (Y-cut) implanté H^+ (échantillon YH2), nous rappelons ci-dessous les conditions d'implantation : $(0,8 \pm 1) \times 10^{16} \text{ ions.cm}^{-2}$ à $(0,55 \pm 0,6) \text{ MeV}$.

Cet échantillon a montré des propriétés guidantes et l'épaisseur de guide a été estimée à 4,3 μm . L'échantillon étant coupé selon l'axe principal (OY), le coefficient d_{33} est rencontré en sélectionnant une polarisation parallèle à l'axe (OZ). Dans le cas de la configuration géométrique de la technique MGS_H, cette polarisation est dans le plan d'incidence (TM).

L'enregistrement des puissances réfléchies est donné à la figure (IV.12).

En comparaison avec le niveau du signal de SH obtenu dans le matériau vierge, on constate une diminution ($\sim 30\%$) du signal de seconde harmonique en surface, qui se prolonge sur $1\text{ }\mu\text{m}$ environ dans la région guidante. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle déjà obtenue par la technique SHEW (paragraphe IV.3.2, b)).

Après $1\text{ }\mu\text{m}$, le niveau de ce signal demeure constant et identique à celui du matériau vierge et dans la barrière optique.

L'implantation de protons semble donc perturbée en surface et jusqu'à $1\text{ }\mu\text{m}$ environ la non-linéarité de la zone guidante.

Considérons à présent l'échantillon (Z-cut). Celui-ci a été implanté dans les conditions suivantes : 3×10^{16} ions. cm^{-2} à $1,5\text{ MeV}$.

Au cours de la caractérisation optique linéaire de cet échantillon effectué dans le chapitre III, nous avons constaté une absence de lignes noires ne révélant aucune propriété guidante.

Le profil du coefficient d_{33} obtenu en polarisation TE est représenté sur la figure (IV.13).

Le niveau du signal harmonique est constant jusqu'à une profondeur de $117\text{ }\mu\text{m}$. Il augmente à partir de cette profondeur et sur les $8\text{ }\mu\text{m}$ suivants pour retrouver son niveau initial.

Une hypothèse peut être avancée pour expliquer ce comportement surprenant et inhabituel : la pénétration des protons dans les canaux existant dans KTP le long de l'axe polaire c . Ces ions pourraient alors s'établir à une profondeur importante dans le matériau créant ainsi une perturbation de la non-linéarité à cet endroit. Cela se manifesterait par une augmentation du signal harmonique réfléchi à cette profondeur.

Cette hypothèse de forte canalisation des ions H^+ , le long de l'axe c du KTP doit être confirmée par une étude détaillée en utilisant la technique de spectroscopie de rétrodiffusion d'ions, RBS (Rutherford Back Scattering), en géométrie de canalisation.

Nous avons discuté les résultats expérimentaux obtenus sur les KTP implantés H^+ . A présent, nous abordons l'interprétation et la discussion des enregistrements effectués sur les échantillons implantés He^+ .

L'échantillon considéré est le KTP (Y-cut) (YHe3) implanté selon les conditions suivantes : $(1+0,5+0,6) \times 10^{16}$ ions. cm^{-2} à $(1,1+1+0,9)\text{ MeV}$.

Cet échantillon a montré des propriétés guidantes particulièrement intéressantes et son épaisseur a été estimée à $2,6\text{ }\mu\text{m}$.

L'enregistrement des puissances réfléchies de la figure (IV.14) montre une baisse du signal harmonique ($\sim 50\%$) intervenant à la surface et jusqu'à une profondeur inférieure à $1\ \mu\text{m}$. Cette observation rejoint celle déjà effectuée par la technique SHEW.

Après cette profondeur, le signal de SH reste constant jusqu'à la zone vierge du matériau. Comme précédemment, il est impossible de localiser la barrière optique.

L'implantation d'ions He^+ à faible énergie et à forte dose semble affecter, en surface et sur quelques centaines de nanomètres en profondeur, la non-linéarité du guide. Par contre, nous n'avons pas observé de perturbation du coefficient d_{33} dans la barrière optique.

Nous allons voir si l'énergie et dose ionique ont une influence sur la non-linéarité du matériau implanté. L'échantillon concerné est un KTP (Y-cut) (YHe2) dont les conditions d'implantation sont rappelées à la suite : $(0,6+0,2+0,4)\times 10^{16}\ \text{ions.cm}^{-2}$ à $(2+1,9+1,8)\ \text{MeV}$.

Sa caractérisation optique linéaire n'a pas mise en évidence de propagation guidée.

Les hypothèses envisagées sont une barrière optique trop étroite donc peu confinante qu'il est possible de détecter par la mesure du profil de la non-linéarité donnée à la figure (IV.15).

Aucune perturbation particulière du signal harmonique n'est relevée.

Le dernier échantillon étudié est un KTP (Z-cut) implanté par des ions He^+ avec une dose de $1\times 10^{16}\ \text{ions.cm}^{-2}$ à $2\ \text{MeV}$.

La caractérisation optique linéaire a mis en évidence l'existence d'un guide dont l'épaisseur a été estimée à $4,8\ \mu\text{m}$. Cette valeur permet de connaître la position en profondeur de la zone guidante et de la barrière optique.

Le profil du coefficient d_{33} est représenté sur la figure (IV.16). On constate que le niveau du signal harmonique est inférieur ($\sim 25\%$) dans la région guidante à celui obtenu dans la région vierge. Pas de perturbation de la non-linéarité n'est décelable dans la barrière optique.

Le coefficient d_{33} du guide semble affecté par l'implantation d'ions He^+ . Cette perturbation est essentiellement localisée de la surface jusqu'à quelques centaines de nanomètres de profondeur (KTP (Y-cut) YHe3) voire l'épaisseur totale du guide (KTP (Z-cut)).

Dans le cas de l'implantation d'ions H^+ , la non-linéarité est également perturbée, sur $1\ \mu\text{m}$ environ à partir de la surface (KTP (Y-cut) YH2) et à $117\ \mu\text{m}$ de la surface, sur une largeur de $7\ \mu\text{m}$ environ (KTP (Z-cut)). Dans ce dernier cas, l'augmentation du signal de SH pourrait être

due à la présence des ions implantés. Cette interprétation nécessite cependant confirmation notamment par une étude détaillée utilisant la technique de RBS en géométrie de canalisation.

c) Conclusion

Le tableau (IV.2) rappelle les conditions d'implantation et résume les résultats obtenus par la technique de MGS.

Coupe des échantillons	Conditions d'implantation			Non-linéarité	
	Ions	Energie (MeV)	Dose ($\times 10^{16}$ ions.cm ⁻²)	Guide	Barrière Optique
Y-cut	H ⁺	0,55+0,6	0,8+1	-30 % sur ~1 μm	non mesurable
	He ⁺	2+1,9+1,8	0,6+0,2+0,4	non mesurable	non mesurable
		1,1+1+0,9	1+0,5+0,6	-50 % sur ~0,8 μm	non mesurable
Z-cut	H ⁺	1,5	3	non mesurable	Position : ~120 μm Largeur : ~7 μm
	He ⁺	2	1	-25 % sur 4,8 μm	non mesurable

Tableau IV.2 Conditions d'implantation et résultats obtenus par la technique de MGS sur les échantillons de KTP implantés H⁺ et He⁺

A la vue de l'ensemble des résultats obtenus, l'échange ionique apparaît comme un processus destructif de la structure du matériau.

L'implantation ionique induit également des perturbations structurales qui sont moins importantes que dans le cas de l'échange ionique. Dans le cas de l'hélium, la non-linéarité est réduite en surface et à quelques micromètres de profondeur en restant toujours inférieure à l'épaisseur de guide. Il a été montré que la non-linéarité peut être intégralement restaurée par traitement thermique adapté. Ceci pourrait être particulièrement intéressant et important dans le cas du guide implanté hélium à faible énergie qui est monomode.

CONCLUSION

Nous avons utilisé deux techniques de GSH en réflexion pour la caractérisation optique non-linéaire des échantillons de KTP implantés H^+ et He^+ :

- la SHEW qui consiste à générer l'onde de seconde harmonique en réflexion totale.
- la MGSH qui consiste à générer l'onde de seconde harmonique en réflexion normale.

Comme référence, nous avons caractérisé un échantillon de KTP vierge et échangé Rb^+ .

L'utilisation de la technique SHEW sur les guides (Y-cut) implantés protons et helium a montré une perte du coefficient non-linéaire en surface de l'ordre de 30 % dans le cas du proton et de plus de 50 % dans le cas de l'helium. A plus forte énergie et plus faible dose de helium, cette perte est moins importante (~29 %).

La technique de MGSH permet de construire le profil en profondeur de coefficient non-linéaire. Il a été montré par cette technique que les non-linéarités des régions guidantes des guides de KTP implantés H^+ et He^+ sont réduites en surface, confirmant les résultats obtenus par la technique SHEW, et sur quelques dixièmes de micromètres voire quelques micromètres en profondeur. Néanmoins, les non-linéarités des guides implantés sont beaucoup mieux conservées que celles des guides réalisés par échange ionique.

L'application de cette technique aux guides de KTP élaborés par échange ionique a montré l'existence de zones de non-linéarités différentes de celles du matériau vierge. Ce constat laisse supposer une perturbation structurale liée au processus physico-chimique de fabrication de guide.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] G. Arvidsson, F. Laurell, B. Jaskorzynska, J. Webjörn, A. Loni, R.W. Keys and R.M. De La Rue, *Topical Meeting on Nonlinear Guided-Wave Phenomena : Physics and Applications* (Optical Society of America, Washington DC), p. 10, 1989.
- [2] S. Helmfrit, G. Arvidsson, J. Webjörn and F. Laurell, *Conference on Lasers and Electro-optics* (Optical Society of America, Washington DC), p. 166, 1991.
- [3] T. Suhara, H. Tazaki and H. Nishihara, *Electron. Lett.*, vol. **25**, p. 1326, 1989.
- [4] R.W. Keys, A. Loni and R.M. De La Rue, T. Suhara, *Electron. Lett.*, vol. **26**, p. 624, 1990.
- [5] X. Cao, R. Srivastava, R.V. Ramaswamy and J. Natour, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **3**, p. 245, 1991.
- [6] F. Laurell, M.G. Roelofs and H. Hsiung, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **60**, n° 3, p. 301-303, 1992.
- [7] M.L. Bortz, L.A. Eyres and M.M. Fejer, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **62**, n° 17, p. 2012-2014, 1993.
- [8] H. Åhlfeldt, *J. Appl. Phys.*, vol. **76**, n° 6, p. 3255-3260, 1994.
- [9] D. Fluck, T. Pliska, M. Küpfer and P. Günter, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **67**, n° 6, p. 748-750, 1995.
- [10] J. Rams, J. Olivares, P.J. Chandler and P.D. Townsend, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **84**, n° 9, p. 5180-5183, 1998.
- [11] F. Laurell and H. Åhlfeldt, *Technical Digest on Nonlinear Guided Waves and their Applications* (Optical Society Of America, Dana Point, California), vol. **6**, p. 159-161, 1995.
- [12] M. Kiguchi, M. Kato, M. Okunaka and Y. Taniguchi, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **60**, n° 16, p. 1933-1935, 1992.
- [13] M. Kiguchi, M. Kato, N. Kumegawa and Y. Taniguchi, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, vol. **227**, p. 133-142, 1993.
- M. Kiguchi, M. Kato and Y. Taniguchi, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **63**, n° 16, p. 2165-2167, 1993.
- M. Kiguchi, M. Kato, N. Kumegawa, M. Okunaka and Y. Taniguchi, *Nonlinear Optics*, vol. **9**, p. 223-229, 1995.

- [14] M. Kato, M. Kiguchi and Y. Taniguchi, *Appl. Opt.*, vol. **33**, n° 21, p. 4776-4780, 1994.
M. Kiguchi, M. Kato, N. Kumegawa and Y. Taniguchi, *J. Appl. Phys.*, vol. **75**, n° 9, p. 4332-4339, 1994.
- [15] R. Kremer, *Thèse de doctorat*, Université de Metz, 1999.
- [16] R. Kremer, A. Boudrioua, J.C. Loulergue and A. Iltis, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **16**, n° 1, p. 83-89, 1999.
- [17] R. Kremer, A. Boudrioua and J.C. Loulergue, *Sens. Act.*, vol. **74**, p. 152-155, 1999.
- [18] N. Bloembergen and P.S. Pershan, *Phys. Rev.*, vol. **128**, n° 2, p. 606-622, 1962.
- [19] A. Dazzi, *Thèse de doctorat*, Université de Dijon, 1998.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la caractérisation optique linéaire et non-linéaire de guides d'onde plans fabriqués dans des cristaux de KTP par implantation d'ions légers H^+ et He^+ .

Pour réaliser cette étude, nous avons utilisé trois techniques de mesure : la spectroscopie des lignes noires, la génération de seconde harmonique par réflexion totale (SHEW) et la génération de seconde harmonique par réflexion sur la tranche de l'échantillon (MGSH).

La spectroscopie des lignes noires basée sur le couplage par prisme nous a permis de déterminer les paramètres optogéométriques des guides étudiés. La SHEW nous a permis de d'étudier les effets de l'implantation sur les propriétés optiques non-linéaires en surface de ces guides. La MGSH qui a fait l'objet d'un montage que nous avons réalisé au laboratoire nous a permis l'étude des effets de l'implantation sur les propriétés optiques non-linéaires en volume des échantillons.

Au cours de la caractérisation optique linéaire, nous nous sommes intéressés d'abord aux guides de KTP (Z-cut) fabriqués par implantation d'ions H^+ et He^+ .

L'implantation de H^+ n'a pas révélé de modes guidés (lignes noires).

Dans le cas de l'implantation d'ions He^+ , des modes guidés TE (excitation n_x et n_y) et TM (excitation n_z) ont été étudiés. Un meilleur confinement de la lumière en polarisation TM (n_z) a été obtenu. D'autre part, nous avons montré que l'anisotropie du cristal de KTP est préservée après l'implantation d'ions He^+ .

Au cours de cette étude, nous avons observé un décalage entre les profils d'indice obtenus. Afin d'expliquer l'origine de ce comportement, nous avons proposé une analyse théorique dont la discussion a été fondée sur les points suivants : la méthode WKB inverse, les incertitudes sur les indices effectifs et les effets de l'implantation sur le réseau cristallin. Nous avons conclu aux limites du modèle utilisé pour la reconstruction des profils d'indice en considérant l'influence des modes manquants d'ordre faible et élevé.

Dans le même objectif, nous nous sommes intéressés à l'étude des échantillons de KTP (Y-cut). Nous avons montré pour la première fois la faisabilité de guides d'onde par implantation d'ions H^+ à faible énergie. Ceci est d'un grand intérêt pour l'utilisation pratique de ces guides en particulier pour le doublage de fréquence.

L'optimisation de structures guidantes (réduction des pertes) dépend de deux familles de paramètres : paramètres liées à l'implantation (dose et énergie) et des paramètres post-implantation (température et durée de recuit). Pour ces raisons, nous avons entrepris une étude des propriétés optiques de guide de KTP (Y-cut) en fonction de la dose et de l'énergie des ions He^+ . Nous nous sommes également intéressés à l'influence de la température et de la durée de recuit.

Les résultats obtenus ont montré qu'une implantation multiple à faibles énergies permettaient un meilleur confinement des modes guidés. Ce qui a été surtout vérifié pour les modes guidés TE (n_z).

L'étude en fonction des paramètres de recuit que nous avons mené sur les échantillons de KTP implantés He^+ a permis de montrer l'élargissement de la barrière optique vers la surface (pour un recuit de 2h) et sa stabilité en temps (pour une température de 200°C). A partir de ces résultats ont été déduits qualitativement les température et durée de recuit pour lesquels une réduction de pertes devrait être observée : entre 200 et 400°C pendant une durée comprise entre 2 h et 4 h sur des échantillons brut d'implantation.

Les pertes ont été estimées en utilisant un montage de couplage et de découplage par la tranche. Les valeurs obtenues ont été estimées être $<5 \text{ dB.cm}^{-1}$ dans KTP implanté H^+ et $<3 \text{ dB.cm}^{-1}$ dans KTP implanté He^+ en polarisation TM (n_z).

La détermination de ce dernier paramètre est essentielle pour connaître les potentialités des échantillons dans des applications de doublage de fréquence.

Dans ce domaine, les meilleurs résultats ont été obtenus sur les guides de KTP fabriqués par échange protonique. Cependant un écart important entre les efficacités de conversion mesurée et calculée a été reporté. Ainsi, F. Laurell a mis en évidence la perturbation de la non-linéarité dans ces guides, expliquant la différence observée.

Aussi, avant d'envisager l'utilisation des guides de KTP étudiés pour des applications de doublage de fréquence, nous nous sommes intéressés à l'étude de leurs propriétés optiques non-linéaires après le processus de fabrication.

Nous avons montré par la technique SHEW que l'implantation ionique induit des réductions des non-linéarités de surface des échantillons de KTP : 55% à dose ionique forte et faible énergie, 23 % à dose ionique plus faible et énergie plus forte pour l'implantation d'ions He^+ , et de l'ordre de 30 % pour l'implantation d'ions H^+ .

En utilisant la technique MGSH que nous avons mise en oeuvre au laboratoire, nous avons montré, dans les échantillons de KTP (Z-cut) implantés H^+ , l'existence d'une perturbation dans la non-linéarité du cristal à une profondeur estimée à 117 μm environ. Ceci pourrait expliquer l'absence de modes guidés observée dans cet échantillon si cette zone perturbée correspond à celle de la barrière optique.

Cette technique a également montré des réductions de non-linéarité qui s'étendent en profondeur. Dans le cas du guide de KTP (Y-cut) implanté H^+ , cette réduction atteint près de 30 % de la surface jusqu'à une profondeur de 1 μm environ. Le guide de KTP (Y-cut) implanté He^+ à forte dose a vu sa non-linéarité réduite de près de 50 % de la surface jusqu'à 800 nm de profondeur. a montré globalement, la conservation de la non-linéarité dans les échantillons implantés H^+ et He^+ .

En comparant les profils de d_{33} mesurés sur les guides de KTP implantés et ceux mesurés sur un guide de KTP échangé protons, il ressort que l'implantation ionique perturbe nettement moins les non-linéarités que le processus d'échange ionique. C'est donc une technique très prometteuse pour la réalisation de guides d'onde.

Cette étude constitue une perspective de travail en vue d'utiliser ces guides pour des applications de doublage de fréquence. Celles-ci permettraient d'entrevoir la réalisation de sources laser intégrées utilisables dans les domaines du traitement optique de l'information et de l'optique médicale.

Le doublage de fréquence peut être réalisé par trois techniques :

- **la configuration Cerenkov** : l'accord de phase est toujours réalisé d'où l'avantage de l'utilisation de cette technique. Cependant, comme l'onde de seconde harmonique est émise dans le substrat, la qualité spatiale du faisceau obtenu est médiocre. Des résultats ont néanmoins montré des efficacités de conversion importantes.

- **l'accord de phase par dispersion modale** : cette technique utilise la biréfringence naturelle du matériau. Elle a permis d'obtenir des efficacités de conversion intéressantes. Cependant, la tolérance sur les paramètres d'accord de phase (température, épaisseur de guide et la longueur d'onde fondamentale) est très critique.

- **le Quasi-Accord de Phase (QAP)** : cette technique a été utilisée dans les structures périodiquement polarisées. Moins critique que l'accord de phase par dispersion modale, des efficacités importantes de conversion ont été mesurées et sont supérieures à celles relevées par la technique d'accord de phase par dispersion modale.

L'utilisation de cette dernière technique avec des guides canaux de KTP fabriqués par implantation ionique devrait permettre d'atteindre des efficacités de conversion élevées.